PHYSIKALISCHE ZEITSCHRIFT

vereinigt mit dem

JAHRBUCH DER RADIOAKTIVITÄT UND ELEKTRONIK

Nr. 23/24 — 15. Dezember 1940 — Redaktionsschluß für Nr. 2 am 1. Januar 1941 — 41. Jahrgang

INHALT:

Deutsche Physikertagung Kriegsjahr 1940 in Berlin

Seite

Begrüßungsworte des Vorsitzenden 514

Originalmitteilungen

G. Hoffmann, Methoden und Ergebnisse neuer kernphysikalischer Forschung 514

E. C. G. Stückelberg v. Breidenbach, Die Schwierigkeiten in der Feldtheorie der Austauschkräfte 523

W. Jentschke, Messungen an harten H-Strahlen: Nach Versuchen gemeinsam mit L. Wieninger 524

O. Merhaut, Kernspektren leichter Elemente auf der photographischen Platte 528

W. Kolhörster, Der Temperatureffekt der Höhenstrahlen 532

J. Barnóthy und M. Forró, Die Absorptionskurve der Ultrastrahlung in Blei unter 1000 m WA. (Wasseräquivalent) 538

E. Gehrcke, Neue Erscheinungen der Physiologischen Optik 540

E. Lau, Abstandssignale 544

G. Hertz, Der Schallstrahlungsdruck in Flüssigkeiten und Gasen im Zusammenhang mit der Zustandsgleichung 546

A. Unsöld, Die kosmische Häufigkeit der leichten Elemente 549

F. Möglich und R. Rompe, Über die Anregung von Kristallphosphoren durch Korpuskularstrahlen 552

Chr. Füchtbauer und G. Häusler, Dichteabhängigkeit der Verschiebung hoher Alkaliserienlinien durch Fremdgase 555

W. Finkelnburg, Die Leuchtdichte des positiven Reinkohlebogenkraters und die Verdampfungstemperatur des Kohlenstoffs. Nach gemeinsam mit H. Schluge ausgeführten Versuchen 559

E. Justi, Magnetische Widerstandsvermehrung und Leitungstypen der Metalle. Nach gemeinsam mit J. Kramer, H. Scheffers und R. Schulze ausgeführten Messungen 563

W. Schottky, Abweichungen vom Ohmschen Gesetz in Halbleitern 570

F. Wolf, Wie schichten sich die Leitungselektronen eines Metalls unter der Einwirkung der Schwerkraft? 573

R. Kollath, Eine bisher nicht verwendete Methode zur Messung der Energieverteilung von Sekundärelektronen 576

Besprechungen

R. W. Pohl, Einführung in die Elektrizitätslehre 580

W. D. Treadwell, Tabellen und Vorschriften zur quantitativen Analyse. Gravimetrie, Elektroanalyse, Probierkunde der Edelmetalle und Gasanalyse 580

Nachrichten 580

Titel und Register des Bandes

Deutsche Physikertagung Kriegsjahr 1940 in Berlin

Begrüßungsworte des Vorsitzenden [1]

Der Vorsitzende, Herr J. Zenneck, begrüßte die Teilnehmer, insbesondere die Vertreter der Behörden und der Presse und die in- und ausländischen Gäste. Er wies darauf hin, daß die Mathematiker-Vereinigungen dieses Jahr, wohl infolge der mit dem Krieg verbundenen Reiseschwierigkeiten, ihre Versammlung ausfallen lassen. Ebenfalls hängt es mit dem Krieg zusammen, daß in den Vorträgen, besonders der technischen Physik, manches unterdrückt werden muß, was zu anderen Zeiten erörtert werden kann und vielleicht gerade zu dem besonders Interessanten gehört. Viele Kollegen können an der Tagung nicht teilnehmen, da sie entweder zum Dienst mit der Waffe eingezogen sind oder bei Heeresstellen oder Industrielaboratorien infolge dringlicher Arbeiten unabkömmlich sind.

Nach den Worten des Vorsitzenden darf die Physik stolz darauf sein, neben der Chemie und den Ingenieurwissenschaften viel zur Bewaffnung unseres Heeres beigetragen zu haben. Dies gilt besonders für Beobachtungs- und Nachrichtentechnik. Prismengläser, Scheerenfernrohre, Richtinstrumente, Entfernungsmesser, Schall- und Lichtmeßverfahren, Funkpeilung, Echolot, Unterwasserschall, Luftbildphotographie usw. zeigen, daß das Hör- und Sehvermögen der Wehrmacht auf das engste mit der reinen und technischen Physik verknüpft ist. Zum Schluß wies der Redner darauf hin, daß die ältere Physikalische Gesellschaft und die neuere, aber kraftvoll entwickelte Deutsche Gesellschaft für technische Physik eine freiwillige Kameradschaft aller deutschen Physiker darstellen. Seit der Gründung der Berliner Physikalischen Gesellschaft im Jahre 1845, aus der später die Deutsche Physikalische Gesellschaft hervorging, umfassen sie alle deutschen Physiker, insbesondere auch die Physiker von Österreich und der nachmaligen Tschechoslowakei, so daß die Physiker schon das Gefühl der politischen Zusammengehörigkeit gehabt haben, ehe es politisch eine solche gab.

Mit einem begeisterten Sieg-Heil brachte die Versammlung dem Führer Adolf Hitler ihren Dank dar, beseelt von dem Vertrauen, daß er das Werk, das er begonnen, zu einem glücklichen Ende führen werde.

[1] Ausführlich veröffentlicht: Verh. d. D. Phys. Ges. **21** (1940), 31.

Originalmitteilungen

Reine Physik

Methoden und Ergebnisse neuer kernphysikalischer Forschung

Von G. Hoffmann, Leipzig

Mit 17 Abbildungen im Text

Inhalt. Kernmasse. Kernmomente. Kernkräfte. Kernprozesse. Zyklotron. H^3. He^3. Uranspaltung. Meson. Elektronenkaskaden.

Im täglichen Leben wird oft klein und einfach in Zusammenhang gebracht. Dann müßte der Atomkern, der ungeheuer klein ist, sehr einfach sein und seine Eigenschaften sich etwa durch Angabe von Ordnungszahl und Atomgewicht erschöpfend darstellen lassen. Von der Kleinheit eines Atomkernes (Durchmesser 10^{-12} cm) kann man sich kaum einen Begriff machen: selbst wenn wir die Elektronenhülle eines normalen Atoms zu einer Kugel von 30 m Durchmesser aufblasen, bleibt der Kern noch klein wie ein Stecknadelkopf und ist trotzdem, wie wir bei fortschreitender Forschung feststellen, ein sehr kompliziertes Gebilde. In den letzten $4^1/_2$ Jahren sind über Kernphysik 2000 Arbeiten erschienen, 500 verschiedene Umwandlungsprozesse sind untersucht worden, 250 künstlich radioaktive Kerne sind gefunden. Und es ist noch kein Ende abzusehen; so lesen wir in dem sehr sorgfältigen Referat von Fleischmann, das in der „Physik in regelmäßigen Berichten" zum Beginn dieses Jahres veröffentlicht ist.

Viele Fragen der Kernphysik sind noch sehr mangelhaft zu beantworten, z. B. Fragen nach den Kräften, die die einzelnen Bestandteile des Kerns zusammenhalten. Später wird davon die Rede sein, aber eine Grundeigenschaft läßt sich schon sehr sauber bestimmen. Mit überraschend großer Genauigkeit lassen sich die Kernmassen feststellen. Alle

Massenangaben werden bezogen auf die Festlegung der Masse des Sauerstoffisotops O^{16} auf die Zahl 16. Der natürliche Sauerstoff hat dann die Masse 16,00440. Neben dieser Hauptnormale gelten als weitere Normalen das Proton H^1, gemessen zu 1,008131, das Deuteron H^2 2,014726, der Kohlenstoff C^{12} 12,003892. Die verschiedenen Autoren Aston, Bainbridge, Mattauch geben diese Normalen mit Abweichungen nur in der sechsten Dezimale an. Diese Meßgenauigkeit ist nur möglich durch die Duplettmethode. Es geben verschieden aufgebaute Massen sehr nahe benachbarte Linien im Massenspektrogramm, deren Abstände dann mit Hilfe des Registrierphotometers sehr genau ausgemessen

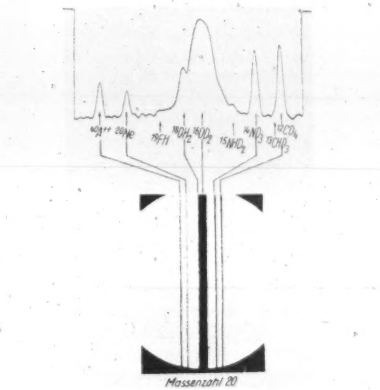


Abb. 1. Mikrophotographie und Photometerdiagramm einer massenspektrographischen Aufnahme der Massenzahl 20 (nach J. Mattauch); zur Veranschaulichung des Absättigungscharakters der Kernbindungskräfte

werden können. Das Verfahren und das große Auflösungsvermögen des modernen Massenspektrographen wird klar durch Betrachtung der Abb. 1. Eine Aufnahme, die wir Mattauch verdanken, zeigt die Linie mit der Massenzahl 20, die in 6 Teillinien zerlegt ist: $C^{12}H_4^{2}$, $N^{14}H_3^{2}$, $O^{16}H_2^{2}$, $O^{18}H_2^{1}$, Ne^{20}, A^{40++}. Über dem Spektrogramm ist die Photometerkurve eingezeichnet, die die Verteilung der Schwärzung mißt. Der ganze Massenunterschied zwischen den äußersten Linien dieser Gruppe beträgt nicht ganz 0,4 v.H. Die große Genauigkeit der Massenbestimmung ist wichtig, weil bekanntlich aus Massendifferenzen die Energieumsetzungen bei Kernreaktionen berechnet werden können. $^1/_{1000}$ Masseeinheit ist gleich 0,93 MeV. Je größer der Massendefekt bei Zusammentritt von Kernbestandteilen, desto fester die Bindung. In Abb. 1 ist der Abstand von $N^{14}H_3^{2}$ bis $O^{16}H_2^{2}$ größer als der Abstand von $C^{12}H_4^{2}$ bis $N^{14}H_3^{2}$ und zeigt die verschieden feste Bindung im Kern an.

Genau wie die Spektralanalyse die Existenz eines Elements und die quantitative Spektralanalyse die Menge des Elements bestimmen kann, vermag der Massenspektrograph die Existenz des Isotops, seine Menge und relative Häufigkeit festzustellen. So sind Konzentrationen bis auf 10^{-5} (0,001 v.H.) angebbar. Wie bedeutungsvoll hier die Massenspektrographie ist, sehen Sie aus Abb. 2, die ich ebenfalls der Freundlichkeit von Kollegen Mattauch verdanke. Es handelt sich um die erste Probe von angereichertem Ne^{22}, die Clusius und Dickel nach ihrem

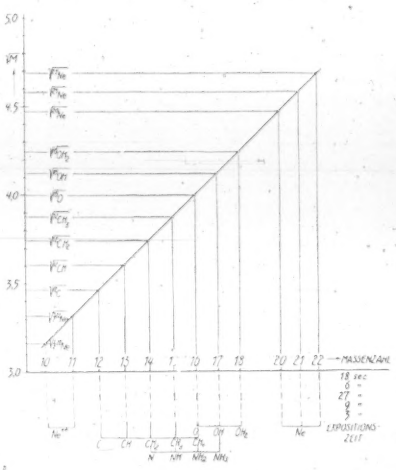


Abb. 2. Massenspektrogramm der Neonisotopen 20 und 22. Die im Original sehr deutlichen Intensitätsabstufungen fehlen in der Wiedergabe

schönen Thermodiffusionsverfahren gewonnen hatten, das so große Bedeutung besitzt. Man sieht auf zwei passenden aufeinanderfolgenden Aufnahmen, deren Expositionszeiten sich wie 3 : 1 verhalten, deutlich, daß die Linien 11 bzw. 22 (von Ne^{22++} und Ne^{22+}) ebenso intensiv (sogar noch etwas stärker sind) als die Linien 10 bzw. 20 (von Ne^{22++} und Ne^{20+}); das bedeutet also, daß bei der Clusiusschen Probe das Ne^{22} bereits stark angereichert und sein Verhältnis zu Ne^{20} besser war als 1 : 3; im gewöhnlichen Neon ist es etwa 1 : 10. Der obere Teil der Abb. zeigt ein Diagramm mit der Aufnahme selbst als Abszisse und der Wurzel aus dem Isotopengewicht M als Ordinate, um zu zeigen, wie ausgezeichnet genau die theoretisch aus der Konstruktion des Apparates zu erwartende lineare Beziehung zwischen diesen Größen erfüllt ist.

Eine weitere schöne Anwendung des Massespektrographen zeigt Abb. 3. Unten ist das Spektrum des gewöhnlichen Strontiums, oben das Spektrum

des Strontiums, das aus Rb durch β-Zerfall entstanden ist, es zeigt nur die Linie 87.

Ein so hohes Auflösungsvermögen eines Massespektrographen ist nur erreichbar durch Ausnutzung der Fokussierungseigenschaft der elektrischen und magnetischen Felder. Die unter einem kleinen Winkel aus einem feinen Spalt austretende Korpuskularstrahlung wird am Ort der photographischen Schicht scharf zu einer Linie vereinigt, auch bei gewissen Unterschieden der Geschwindigkeit, sofern

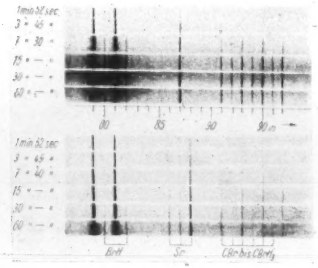


Abb. 3. Massenspektrogramme des Strontiumbromids von Hahn, Strassmann und Walling (oben) und von gewöhnlichem Strontiumbromid (unten); Füllgas der Entladungsröhre: Sauerstoff (nach J. Mattauch).

sie nur die gleiche Masse haben. Genaue Vorausberechnung des Strahlenganges ist möglich und hat, wie die Aufnahmen zeigen, sehr schöne Ergebnisse erzielen lassen.

Massenspektroskopie und Radioaktivitätsforschung haben noch eine andere Verknüpfungsmöglichkeit. Auf der photographischen Schicht werden die Substanzen der einzelnen Isotopen getrennt niedergeschlagen. Läßt man zwischen Aufnahme und Entwicklung eine genügende Zeit verstreichen, so haben die aus einer radioaktiven Substanz ausgeschleuderten α-Teilchen Gelegenheit, Bahnspuren in der Schicht zu erzeugen. So ist der Nachweis geführt worden, daß die Aktivität des Samariums dem Isotop Sm^{148} zuzuordnen ist, das 14 v.H. des Sm ausmacht.

Weitere experimentell zugängliche Kerneigenschaften sind das mechanische und magnetische Moment und das elektrische Quadrupolmoment. Wir unterscheiden nach Heisenberg gerade Kerne, die sich aus einer geraden Anzahl von Protonen und Neutronen aufbauen; ungerade Kerne, bei denen entweder Protonen- oder Neutronenanzahl ungerade ist, und doppelt ungerade Kerne, bei denen sowohl Protonen- wie Neutronenzahl ungerade ist. Das mechanische Drehmoment, der Kernspin J, hat für gerade Kerne den Wert 0, für ungerade Kerne halbzahlige Werte zwischen $^1/_2$ und $^9/_2$, für doppelt ungerade Kerne einen ganzzahligen Wert. Einheit für den Kernspin ist $h/2\pi$.

Die Kernmomente äußern sich optisch in der Hyperfeinstruktur der Spektrallinien. Von deutschen Arbeiten sind hier die Untersuchungen von Schüler und Mitarbeitern und von Kopfermann hervorzuheben. Der Kernspin entspricht der Zahl der Komponenten, das magnetische Moment und das Quadrupolmoment der Größe der Aufspaltung; das eine gibt eine lineare, das andere eine quadratische Abhängigkeit. Einheit für das magnetische Moment μ ist das Kernmagneton $^1/_{1840}$ Bohrsches Magneton.

Sehr wesentliche Fortschritte für die Bestimmung des magnetischen Moments versprechen die neuen Molekularstrahlmethoden. Von den verschiedenen hier möglichen Anordnungen sei kurz die Resonanzmethode besprochen. Es handelt sich um amerikanische Arbeiten neuesten Datums von Millman, Rabi und Mitarbeitern. Die Methode liefert das Verhältnis des magnetischen Moments zum Drehimpuls (μ/J) durch direkte Messung der Larmor-Präzession, für deren Frequenz ν die Bezeichnung gilt:

$$\nu = \frac{\mu}{J} \frac{H}{h}.$$

Die technisch sehr komplizierte Versuchsanordnung besteht aus zwei langgestreckten, inhomogenen Magnetfeldern, durch die der Atomstrahl hindurchgeht, dazwischen ein in seiner Stärke variables Magnetfeld und ein Hochfrequenzfeld. Bei einem bestimmten Verhältnis zwischen Feldstärke H und Frequenz tritt in der Intensität des durchgehenden Strahles ein scharfes Minimum auf, wie die Abb. 4 zeigt.

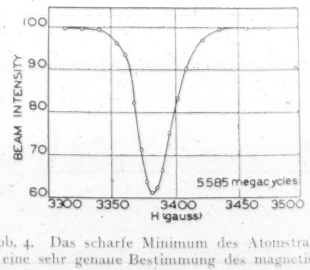


Abb. 4. Das scharfe Minimum des Atomstrahls läßt eine sehr genaue Bestimmung des magnetischen Kernmoments zu.

Für die Messung können geeignete chemische Verbindungen ausgesucht werden, mit denen sich bequem Molekularstrahlen erzeugen lassen. Mehrere Verbindungen, die den gleichen Kern enthalten, müssen genau die gleichen Resonanzstellen zeigen. Die Genauigkeit der Bestimmung von μ ist etwa 0,1 v.H. gegenüber etwa 10 v.H. bei Hyperfeinstrukturuntersuchungen.

Mit dieser Methode ist zum Beispiel bestimmt

	J	μ
$_1H^1$	$\frac{1}{2}$	$+ 2{,}785 \pm 6{,}02$,
$_1H^2$	1	$+ 0{,}855 \pm 0{,}006$,

daraus würde man für das Neutron ein μ abschätzen von

$$_0n^1 \qquad \frac{1}{2} \qquad -2,$$

wie es aus anderen Messungen, Durchgang von Neutronen durch magnetisiertes Eisen, ermittelt ist.

Sucht man tiefer in das Verständnis der Kernkräfte einzudringen, so ist ein immer weiter ausbaufähiger Weg die Untersuchung der Streuung von elementaren Teilchen. Bewegt sich ein Proton mit relativ niedriger Geschwindigkeit im Felde eines anderen Kerns, so durchläuft es das Coulombfeld, und der Ablenkungswinkel zwischen auffallendem und austretendem Teilchen entspricht den zuerst von Rutherford angegebenen Formeln: Rutherfordstreuung. Pionierarbeit durch sorgfältige Messungen auf diesem Gebiet hat Gehrtsen geleistet. Bei größeren Geschwindigkeiten tritt das Teilchen näher an den Kern heran. Es werden bei leichten Kernen entsprechend der Quantenmechanik Abweichungen beobachtet, die formelmäßig zuerst von Mott beschrieben sind. Für die Bestätigung dieser Mottschen Formel liegt ebenfalls eine Arbeit von Gehrtsen vor. Bei weiterer Erhöhung der beschleunigenden Spannung und Vergrößerung der Geschwindigkeit tritt Abweichung auch von der Mottschen Formel auf. Die ersten Messungen von Tuve, Hafstad und Heydenburg in Washington aus dem Jahre 1936 im Bereich von 600 bis 900 kV sind in den folgenden Jahren mit wesentlich verbesserten Apparaturen wiederholt worden. Die letzte Publikation stammt aus dem Dezember 1939. In Wisconsin sind gleiche Messungen durch Herb, Parkinson und Plain bis zu Spannungen von 2200 kV durchgeführt, die sich gut an die Washingtoner Messungen anfügen. Die Abweichungen von der Mottschen Formel gehen bei größeren Ablenkungswinkeln bis zum vierzigfachen Betrag und verlangen einen sehr wesentlichen Ausbau der Theorie.

Die Arbeiten sind keineswegs abgeschlossen. Im Gegenteil sieht man aus ihnen, wie groß die experimentellen Schwierigkeiten bei diesen Millionen Spannungen sind, und jeder, der mit Hochspannungsapparaturen gearbeitet hat, hat hierfür Verständnis. Die Untersuchungen sind aber als Fundamentalarbeiten zu werten, die für ein tieferes Verständnis des Aufbaues der Kerne und damit für weitere Fortschritte unserer physikalischen Grunderkenntnis den Weg bahnen. Solche Untersuchungen können nur in größeren Instituten und nur als Gemeinschaftsarbeit ausgeführt werden. Ein Einzelner ist diesen komplizierten Apparaturen nicht gewachsen. Sie verlangen aber auch eine sehr sorgfältige Diskussion der Versuchsanordnung, der Versuchsfehler und eine gründliche theoretische Verarbeitung. Dieses Zusammenwirken mit theoretischer Bearbeitung ist unbedingt notwendig für Gelingen und unermüdliches Fortschreiten. Auch diese theoretische Mitarbeit ist in den amerikanischen Instituten in vorbildlicher Weise vorhanden.

Die ganze Angelegenheit ist noch in voller Entwicklung und läßt sich nicht mit einer kurzen Darstellung der Ergebnisse abtun. So viel ist aber klar: Es existieren nicht nur zwischen Proton und Neutron Austauschkräfte, wie das in der älteren Kerntheorie, begonnen von Heisenberg 1932, angenommen war, sondern schon die ersten Experimente von Tuve und Mitarbeitern führten Breit, Condon und Present zu der Überzeugung, daß auch zwischen gleichen Partikeln, Proton und Proton, Neutron und Neutron, Kräfte von nicht elektrischer Natur etwa gleicher Größenordnung und kurzer, ziemlich scharf definierter Reichweite (10^{-13} cm) wie zwischen ungleichen Kernbausteinen herrschen müßten.

Wenn die neuesten Versuchsergebnisse von Herb und Mitarbeitern quantitativ richtig sind, ist zu schließen, daß auch in der von den amerikanischen Autoren gegebenen Form die Theorie noch nicht ausreicht, die Ergebnisse zu deuten. Es besteht nun aber seit 1935 eine Theorie der Kernkräfte von Yukawa, die mit der Einführung eines neuen Teilchens (Yukawateilchen, Mesotron oder kurz Meson) arbeitet. Dieses Teilchen besitzt eine Masse, die zwischen der des Elektrons und Protons liegt (etwa 160 Elektronenmassen) und gibt die Möglichkeit, die richtige Größenordnung der Kräfte zwischen den Kernbausteinen zu erklären. Ein derartiges Teilchen besitzt nun gleichzeitig die Eigenschaft, spontan in Elektron und Neutrino zu zerfallen (mittlere Lebensdauer $2 \cdots 4 \cdot 10^{-6}$ sec) und bei hoher Geschwindigkeit große Materiemengen ohne merklichen Strahlungsverlust zu durchdringen. Diese Eigenschaften scheinen das Meson geeignet zu machen zur Erklärung des durchdringenden Teiles der Höhenstrahlung. Dadurch hat sich die Yukawatheorie an dieser Stelle in gewisser Beziehung bewährt, und es ist erklärlich, daß jetzt auch die Weiterentwicklung der Theorie der Kernkräfte mit diesen Vorstellungen arbeiten muß. Die genauere Diskussion aller dieser Streuexperimente in Hinblick auf die Yukawatheorie ist ein dankbares Feld für die theoretische Spekulation, wie die Streuexperimente ein ausgezeichnetes Übungsfeld für die Experimentalphysik sind.

Soviel mag hier genügen. Ich wollte Ihre Aufmerksamkeit auf ein Forschungsgebiet lenken, das sicher sehr schwer, aber auch sehr bedeutungsvoll ist.

Bei weiterer Besprechung der Forschungsmethoden wollen wir nicht reden von den unzähligen Nachkommen des ersten Zählrohres von Rutherford und Geiger, mit dem sie in gemeinsamer

Arbeit 1909 zum erstenmal einzelne α-Strahlen nachwiesen. Die enormen Entwicklungen und Anwendungsmöglichkeiten, die in Zusammenarbeit in allen Teilen der Welt durch Ausnutzung der Radioröhren geschaffen wurden, bilden ein riesiges, hier aber nicht demonstrierbares Gebiet.

Die Zählapparaturen finden wichtigste Ergänzung in der Nebelkammer. Oft werden beide Apparate kombiniert. Auch hier hat seit der ersten Wilsonkammer 1912 eine enorme Entwicklung eingesetzt. Mit verschiedenster Gasfüllung und Nebelbildung wird gearbeitet; mit verschiedensten Drukken, von Unterdrucken bis zu 80 Atm Überdruck. Schnelle Expansionen dienen zur Erzielung möglichst scharfer Bilder. Aber auch langsame Expansionen bis zu sekundenlanger Dauer, um seltene Ereignisse zu erfassen, werden angewandt.

Von Gentner und Bothe ist kürzlich ein wundervoller Atlas herausgegeben mit einer Auswahl schöner Wilsonkammerbilder, denen auch Abb. 5

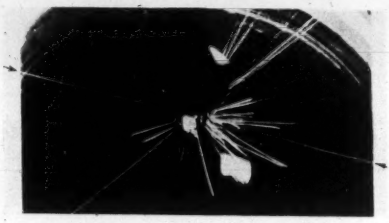


Abb. 5. Umwandlung von Li^7 durch Deuteronen

entnommen ist. Es führt uns mitten hinein in die moderne Kernumwandlungstechnik. Schnelle Deuteronen fallen auf Li.

Es besteht die Reaktion

$$_3Li^7 + {}_1H^2 = {}_2H^4 + {}_2H^4 + {}_0n^1 + Q\,,$$

oder einfacher geschrieben

$$_3Li^7\,(d,n)\,2\,\alpha\,.$$

Es tritt ein Kontinuum von α-Strahlen auf.

Diese Reaktion liefert außerdem die schnellsten Neutronen mit kontinuierlicher Energieverteilung bis 17 MeV, falls Deuteronen von 1 MeV verwandt werden.

1 μA und 750 keV entspricht einer Intensität von 2,5 g Ra + Be.

Die mit den beiden Pfeilen bezeichneten α-Teilchen entstammen der Reaktion

$$_3Li^6 + {}_1H^2 = {}_2He^4 + {}_2He^4 + Q\,.$$

Die Energietönung ist hier ungewöhnlich hoch, gleich 22 MeV. Reichweite dieser α-Strahlen gleich 13,4 cm.

Fortschritte der Kernphysik sind vor allem an Hochspannungsapparaturen zur Erzeugung von Korpuskularstrahlen, mit denen Kerne umgewandelt werden können, gebunden. Das Zyklotron gibt die weitesten Möglichkeiten. Wir wollen uns auf diese Apparatur beschränken.

Abb. 6 zeigt den aus dem Zyklotron des Franklin Instituts in Swarthmore austretenden Strahl von Deuteronen. Die Dimensionen sind

Kammerdurchmesser	Feldstärke	Wellenlänge	D	α
75 cm	15 500	25,5 m	8,5 MeV	17 MeV

Bei einem Teilchenstrom von 100 μA ist die Zahl der Teilchen gleich $6{,}3 \cdot 10^{14}$ pro s. Das entspricht einer Ra-Menge von 20 kg. Wir haben also eine Strahlenquelle von ganz außerordentlicher Wirksamkeit. Sie läßt sich zu einer Fülle von Aufgaben der Kernphysik verwenden. Für die Herstellung von langlebigeren radioaktiven Stoffen braucht man nicht diesen austretenden Strahl zu verwenden, sondern man kann ins Innere des Apparates Sonden

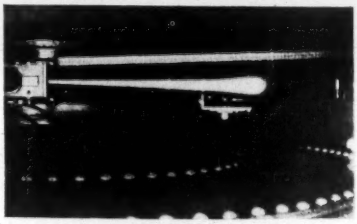


Abb. 6. Deuteronenstrahl von 10,2 MeV aus dem Zyklotron der Biochemical Research Foundation des Franklin Institutes in Swarthmore, Pennsylvania

mit der zu bestrahlenden Substanz einführen, die den austretenden Strahl nicht stören. So wird angegeben, daß eine ganztägige Bestrahlung 10 mC Radiophosphor $*P^{32}$ als Nebenprodukt erzeugen kann. Halbwertszeit von $*P^{32}$ ist 14 Tage.

Die folgende Abb. 7 gibt das Schwingungssystem des großen 1,5-m-Zyklotrons, das kürzlich von

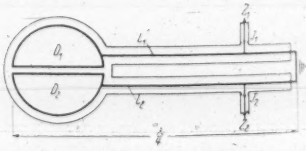


Abb. 7. Schematische Darstellung des Schwingungssystems der Beschleunigungselektroden (D-Elektroden) im Zyklotron. Das Magnetfeld ist senkrecht zur Papierebene gerichtet. Die Ionen kreisen um den Mittelpunkt der D-Elektroden (D_1, D_2)

Lawrence in Betrieb genommen ist. Die D-Platten bilden mit ihren Trägern eine Art Lechersystem, das

mit $\lambda/4$ schwingt. Die Duanten werden freischwebend von ihren Schwingungsleitern getragen. Dadurch ist erreicht, daß keine Hochfrequenzisolatoren notwendig sind, die wegen dielektrischer Verluste immer Schwierigkeiten machen. Der Apparat erzeugt mit 13500 Gauß Feldstärke und 29,5 m Wellenlänge einen Deuteronenstrahl von 16 MeV, der aus dem Fenster mit einer Reichweite von 1,5 m in Luft austritt.

Abb. 8 gibt eine Ansicht dieses Zyklotrons von der Seite. Man erkennt die Elektrodenhalterung und den Pumpenkessel.

Das ersterwähnte Zyklotron wog 70 t, das zweite 220 t. Jetzt ist ein drittes geplant, das in Abb. 9 gezeigt wird, mit 4900 t Gewicht, das α-Strahlen von 100 MeV erreichen lassen soll.

Die großen Erfolge, die mit Zyklotronanlagen in Amerika erzielt worden sind, lassen den Wunsch nach einer entsprechenden deutschen Anlage immer dringender werden. Hoffentlich gelingt es, dahinzielende schon fest projektierte Anlagen bald zur Ausführung zu bringen.

Ein Gesamtbild aller bisher aufgefundenen Atomkerne, sowohl der stabilen wie der radioaktiven, läßt sich auf graphischem Wege in verschiedener Weise geben, je nach der Wahl der Koordinaten. Nimmt man als Abszisse die Zahl der Protonen und damit die Ordnungszahl, als Ordinate die Zahl der Neutronen, so erzielt man eine sehr übersichtliche Anordnung, die vollständig in dem eingangs erwähnten Bericht von Fleischmann wiedergegeben ist. Der Anfang dieser Punktanordnung ist in Abb. 10 reproduziert. Die einzelnen Isotope sind nach ihrer Häufigkeit gekennzeichnet, als Vollkreise, falls über 75 v.H., als Leerkreise unter 2 v.H. Dazwischen ist die Füllung abgestuft. Natürliche Elektronenstrahler (z. B. Kalium) sind als Quadrate gezeichnet. Künstliche Elektronen- oder Positronenstrahler sind als kleine Kreise mit angesetztem Punkt markiert. Auf den Kreuzungen der eingezeichneten Linien liegen die geraden Kerne. Gerade Neutronenzahl wird im Anfang besonders bevorzugt, wie die zahlreichen Vollkreise zeigen. Zwischen allen diesen Kernen existieren nun Umwandlungsmöglichkeiten, Einbau und Abbau von Kernbestandteilen, teilweise unter Absorption oder Emission von γ-Strahlen. Die künstlich radioaktiven Kerne, die auf beiden Seiten die stabilen Kerne begleiten, gehen, wenn sie unterhalb der Reihe liegen, durch Emission von Positronen in ein stabiles Element gleicher Masse über; wenn sie oberhalb liegen, geschieht das gleiche durch Emission eines Elektrons. Einfachstes Beispiel: ${}_{15}P^{31}$ ist ein stabiler Phosphor, ${}^{*}_{15}P^{30}$ ist Positronenstrahler Halbwertszeit $T = 3{,}1$ min, ${}^{*}_{15}P^{32}$ ist Elektronenstrahler $T = 17{,}5$ d. Der eine Phosphor geht über in ${}_{14}Si^{30}$, der andere in ${}_{16}S^{32}$.

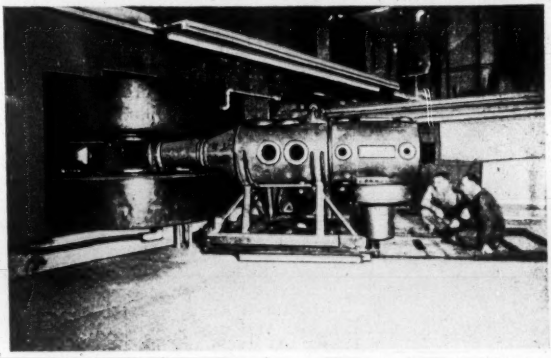


Abb. 8. Das neue Zyklotron in Berkeley (Cal.) mit der D-Elektrodenhalterung bei seinem Zusammenbau

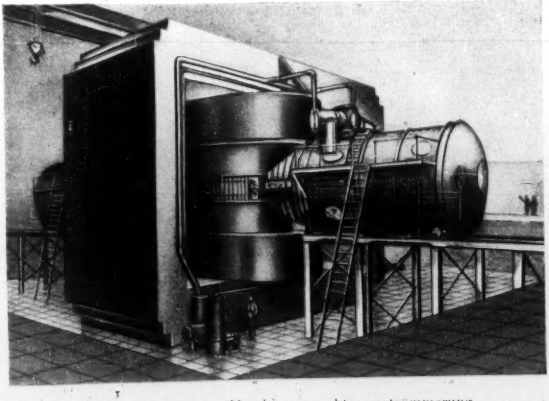


Abb. 9. 4900-Tonnen-Maschine zur Atomzertrümmerung. Zeichnung des geplanten Zyklotron der Kalifornia Universität in Berkeley. Eine Spende von 1 150 000 Dollar der Rockefeller Foundation ist hierfür bereitgestellt. Der Apparat soll eine Strahlungsenergie von über 100 000 000 V entwickeln. [Nach einer Zeitungsabbildung der New York Times vom 19. IV. 1940]

Am Anfang der ganzen Reihe stehen Proton und Neutron. Neben dem Neutron erscheint, man kann schon sagen altbekannt, das Deuteron, der schwere Wasserstoff. Aber auch der Wasserstoff H^3 ist eingezeichnet. Dieser radioaktive Wasserstoff hat eine Halbwertszeit von 150 Tagen, ist also ziemlich langlebig und kann in einem Zyklotron angereichert werden. Er bildet sich nach der Gleichung

$$_1D^2 + {}_1D^2 \longrightarrow {}_1H^3 + {}_1H^1.$$

Bei He^4 ist auch das He^3 eingezeichnet, ein „leichtes" α-Teilchen. Es kann ebenfalls unter geeigneter Resonanzeinstellung im Zyklotron gewonnen werden. Im natürlichen Helium ist das Verhältnis der Konzentrationen $He^3 : He^4 = 10^{-8}$. Das

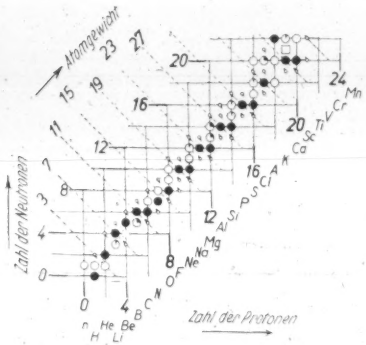


Abb. 10. Anfang der Darstellung der 1940 bekannten Kerne

leichte α-Teilchen gibt neue Arbeitsmöglichkeit, ist ein neues Geschoß für Atomprozesse. Zum Beispiel ist schon die Gültigkeit der Gleichung

$$_{14}Si^{28} + {}_2He^3 \longrightarrow {}^*_{15}P^{30} + {}_1H^1$$

gezeigt worden.

Mit natürlichen α-Teilchen von ThC[1] lassen sich Elemente bis zur Ordnungszahl 23 umwandeln. Mit α-Teilchen aus dem Zyklotron wurden bisher Elemente bis zur Ordnungszahl 51 (Sb) umgewandelt. Umwandlungen durch Deuteronen sind bis zu $_{60}Nd$ beobachtet, während mit Neutronenanlagerung alle Kerne erfaßt werden können.

Als Bothe vor 10 Jahren Beryllium mit Radium bestrahlte, ahnte er nicht, daß er damit ein ganz neues wichtiges Forschungsgebiet der Kernphysik einleitete. Die bei der Bestrahlung entstehende Berylliumstrahlung war merkwürdig durchdringend und wurde auf Grund der Arbeiten von Curie und Joliot von Chadwick als Neutronenstrahlung erkannt. Viele Jahre blieb die Bestrahlung von Be mit α-Strahlen die Hauptneutronenquelle. In den letzten Jahren sind vor allem die mit Hochspannung oder Zyklotron erzeugten Deuteronenstrahlen, auffallend entweder auf H^2 oder Be oder Li von Bedeutung geworden, durch die Neutronenstrahlungen entstehen, die der Wirkung von Kilogrammen von Radium auf Be entsprechen. Im Rahmen des heutigen Vortrages ist es leider nicht möglich, auf die vielen schönen Experimente mit schnellen und langsamen Neutronen einzugehen.

Auf dem Gebiet der Kerne mit höchsten Ordnungszahlen ist neue Kenntnis gewonnen worden. Von den Transuranen ist nur eins übrig geblieben. Wir wissen, daß Uran, mit Neutronen behandelt, der Zerspaltung unterliegt. Diese Entdeckung Hahns zusammen mit Strassmann ist bei weitem der größte Fortschritt des Jahres 1939 im Bereich der Kernphysik. Es wird bei ihrer großen Aktivität auf dem Gebiet der Kernphysik den Amerikanern sehr überraschend gekommen sein, daß diese Entdeckung nicht in Amerika geglückt ist. Weiß man einmal von diesem Vorgang, so ist es leicht, mit den Neutronen eines Zyklotrons in großem Maßstab Uranspaltung durchzuführen. Es bilden sich dabei unter anderem die radioaktiven Isotope von Kr und X, die dann weiter zerfallen. Seit der Entdeckung Hahns sind über 100 Arbeiten hierüber erschienen, und in der „Review of Modern Physics" ist eine zusammenfassende Darstellung gegeben. Die amerikanische Forschung hat sich mit größtem Einsatz aller Mittel auf diese Entdeckung von Hahn geworfen, genau so wie das Thermodiffusionsverfahren zur Trennung von Isotopen von Clusius und Dickel größte Beachtung im Auslande erfahren hat. Bei der Uranspaltung handelt es sich um einen Prozeß, der mit starker Energieentwicklung und Neutronenerzeugung verläuft. Die Möglichkeit einer Kettenreaktion ist gegeben. Welche Folgerungen sich hier ergeben, ist noch nicht abzusehen. Neben dem Uran ist auch beim Thorium und Aktinium eine ähnliche Spaltbarkeit gefunden.

Hervorzuheben ist die kürzlich erschienene schöne Arbeit von Hahn, in der er zeigt, daß bei Bestrahlung einer größeren Menge Urans das sich bildende radioaktive Gas aus diesem Volumen abgesaugt werden kann und mit dieser Emanation genau so wie bei den anderen Emanationen radioaktiven Ursprungs aktive Niederschläge gewonnen werden können. Es ist gelungen, auch eine Wilsonkammeraufnahme der Uranspaltung zu machen (Abb. 11). Das Uran ist auf dünner Folie aufgetragen. Die starke Ionisation der Uranträmmer hebt sich deutlich ab von der unscharfen Ionisation durch α-Teilchen. Abb. 12 zeigt die großen Ionenmengen, die sich bei Uranspaltung bilden und ist mit einem Elektrometer sehr kurzer Schwingungsdauer ohne jede Verstärkung aufgenommen. Die großen Ionenmengen heben sich deutlich aus der Unruhe der α-Ionisation ab. Das Instrument wird durch einen hohen Widerstand in die Ruhelage zurückbewegt

Unsere Übersicht über Fortschritte der Kernphysik wäre zu unvollständig, wenn wir gänzlich die Fortschritte der Höhenstrahlungsforschung übergingen. Wir zeigen noch einige Wilsonkammer-

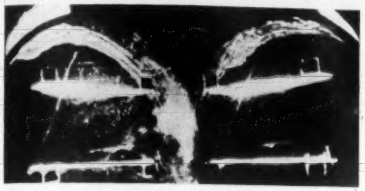


Abb. 11. Spaltung des Urans durch Neutronen. Stereoskopische Aufnahme; Kammerdurchmesser 18 cm

bilder und schauen noch einmal in den Gentner-Botheschen Atlas. Abb. 13 gibt eine Aufnahme wieder, die von Blackett gemacht ist mit seinem großen Magnet. Feldstärke 10000 Gauß.

Es ist ein ionisierendes Teilchen sehr großer Energie, wie sich aus der geringen Krümmung im

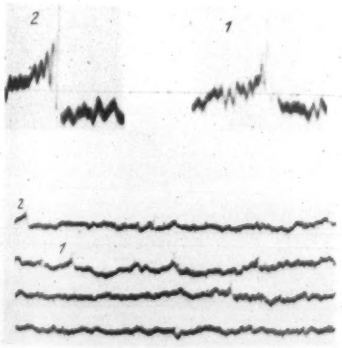


Abb. 12. Elektrometerregistrierung ohne Verstärkeranordnung der Uranspaltung.
Die allgemeine Unruhe der Kurve rührt von α-Teilchen her. An verschiedenen Stellen, z. B. bei 1 und 2 (oben vergrößert) heben sich deutlich die großen Ionenmengen ab, die bei der Uranspaltung auftreten

Magnetfeld errechnen läßt. Es fällt mit $6{,}4 \cdot 10^8$ eV ein und verliert in 2 cm Cu $2{,}8 \cdot 10^8$ eV. Solche Aufnahmen sind natürlich in hervorragender Weise geeignet, über die Natur dieser Teilchen Klarheit zu schaffen. Derartige Teilchen kann zur Zeit kein Zyklotron erzeugen. Es ist als Meson anzusehen. Abb. 14 gibt zwei Aufnahmen von Teilchen, die ebenfalls als Mesonen gedeutet werden müssen. Das Meson erzeugt mehr Ionen als ein Elektron von gleicher Bahnlänge und hat die große Durchdringungsfähigkeit. Die Aufnahme a ist bei 18400 Gauß, die Aufnahme b bei 2200 Gauß ausgeführt. Die Aufnahme a ist historisch interessant. Sie stammt von Künze-Rostock aus dem Jahre

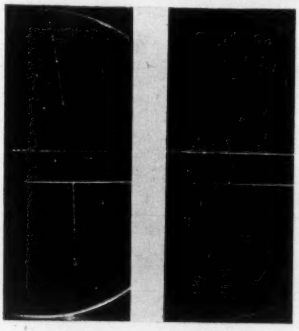
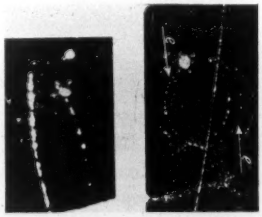


Abb. 13. Durchgang von Ultrateilchen durch 2 cm Kupfer.
Magnetfeld 10000 Gauß; Kammerdurchmesser 24 cm

1933, und er sagt in der damaligen Publikation: „Die Natur dieser Partikel ist unbekannt; für ein Proton ionisiert sie wohl zu wenig und für ein positives Elektron zu viel."



a) b)

Abb. 14. Zwei Teilchen, die wegen ihrer starken Ionisation als Mesotronen gedeutet wurden.
a) Magnetfeld 18400 Gauß; Kammerdurchmesser 16,4 cm; Gasfüllung Luft 1 at. b) Magnetfeld 2200 Gauß: Gasfüllung 50 v. H. Wasserstoff und 50 v. H. Luft von 1 at; die mit e bezeichnete Spur ist die Bahnspur eines Elektrons, die zum Vergleich der Ionisationsdichte nachträglich hineinkopiert wurde

Das Meson muß am Ende seines Lebens ein Elektron ausstrahlen. Auch dieser seltene Vorgang ist auf einer Wilsonkammeraufnahme zu erkennen (Abb. 15).

Von großer Bedeutung für die Höhenstrahlungsforschung ist ihre theoretische Behandlung geworden.

Nur wenn das Verhalten der Elementarteilchen in Abhängigkeit von ihrer Geschwindigkeit als Ionisatoren oder als Erzeuger von Sekundärstrahlen quantitativ scharf erfaßt wird, lassen sich weiterführende Experimente vorbereiten und durchführen. Es war ein sehr großer Erfolg, als 1937

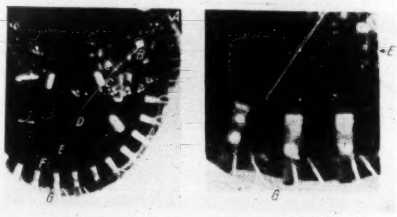


Abb. 15. Meson am Ende der Bahn.
Die Spur endet bei F, von dort geht nach G (rechts vergrößert) die ganz feine Bahnspur des Elektrons

von Carlson und Oppenheimer, Bhabha und Heitler die Theorie der Höhenstrahlenschauer geschaffen wurde. Die Kaskaden bilden einen jetzt auch durch Wilsonkammeraufnahmen belegten Grundprozeß der Höhenstrahlung.

Abb. 16 zeigt einen außerordentlich teilchenreichen Schauer, der innerhalb der Wilsonkammer in

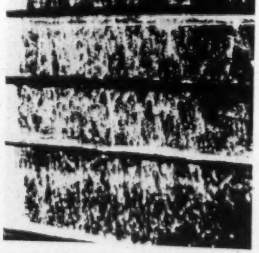


Abb. 16. Sehr dichter Höhenstrahlenschauer, der in einer Ionisationskammer einen starken Stoß auslösen würde

einer Reihe in bestimmtem Abstand gelegter Bleiplatten von 6 mm Dicke entstanden ist.

Abb. 17 zeigt einen Explosionsschauer, bei dem aus einem Atom explosionsartig (Heisenberg) mehrere Teilchen austreten.

Neben der Wilsonkammer hat die Anwendung der photographischen Schicht zum Nachweis von Kernzertrümmerungen große Bedeutung erlangt.

Wer als Außenstehender einen Einblick nimmt in das Gebiet der Kernphysik, wird überrascht sein über die Fülle neuer Forschung und neuer Gesichtspunkte, die für die gesamte Naturwissenschaft von großer Bedeutung sind. Bei der Uranzerspaltung ist ein Vorgang entdeckt, der vielleicht auch Aussicht hat, große praktische Bedeutung zu gewinnen. Aber es ist sehr schwer, besser gesagt, unmöglich, über die

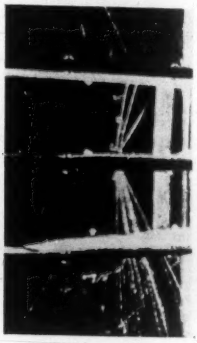


Abb. 17. Explosionsschauer mit schweren und leichten Teilchen.
Obere Pb-Platte 0,63 cm, mittlere 0,63 cm, untere 0,07 cm; Abstand zwischen den Pb-Platten je 6 cm

Entwicklung der Naturwissenschaft Voraussagen zu machen. Die Geschichte der Naturwissenschaft lehrt, wie überraschend oft, und selbst für die Hauptbeteiligten ganz unerwartet, die Entdeckung ganz großen Neulandes der Forschung und der Anwendung erfolgt. Daher ist es eine außerordentlich schwere Aufgabe, die für die Weiterführung der Forschung vorhandenen Mittel zu verteilen. Die ältere Generation, die große Teile dieser Entwicklung der modernen Physik miterlebt hat — stürmisch setzte der Vorgang ein mit der Jahrhundertwende — wird zurückschauend dankbar sein, an dieser großartigen Entfaltung teilgenommen zu haben. Sie fühlt aber die Verpflichtung, dafür zu sorgen, daß auch die junge Generation gute Arbeitsmöglichkeit und Gelegenheit zu eigener fruchtbarer Forschung findet. Für diese Arbeitsmöglichkeit kann gar nicht genug getan werden.

Mit diesem Appell an die anordnenden Stellen, für die Entwicklung der reinen physikalischen Forschung mit Nachdruck zu sorgen, möchte ich meine Ausführungen schließen.

Zusammenfassung

Aus der Fülle der neuen Literatur wurden einige Probleme und Hauptergebnisse zur Darstellung gebracht.

(Eingegangen am 11. September 1940)

Die Schwierigkeiten in der Feldtheorie der Austauschkräfte

Von E. C. G. Stückelberg v. Breidenbach, Genf (Schweiz)

Inhalt: Es wird gezeigt, daß aus der Yukawa-schen Theorie mit Austausch von elektrischer Ladung und Spinmoment, nicht das sogenannte Yukawapotential resultiert, sondern ein viel komplizierteres Kraftsystem (Mehrteilchenkräfte).

Um den Aufbau der Atomkerne aus Neutronen und Protonen zu verstehen, muß man die Existenz von Kräften zwischen diesen Kernbestandteilen fordern, welche zwei, erstmals von Heisenberg geforderte, Eigenschaften haben:

1. Ihre Wirkung muß verschwinden bei Abständen, die größer sind als eine Entfernung der Größenordnung 10^{-13} cm.

2. Diese Kräfte übertragen nicht nur Bewegungsgröße von einem Teilchen auf das andere (gewöhnliche Kräfte), sondern sie veranlassen gleichzeitig mit dieser Impulsübertragung auch den Austausch gewisser anderer physikalischer Eigenschaften wie elektrische Ladung und Spinmoment (Austauschkräfte).

Der ersten dieser beiden Forderungen (Abklingen bei 10^{-13} cm) wird Genüge getan, wenn an Stelle der Poissonschen Gleichung die verallgemeinerte Beziehung

$$(\Delta - l^2)\, Q(\vec{x}) = -4\pi J(\vec{x}) \qquad (1)$$

tritt. Sie bestimmt das Feld $Q(\vec{x})$ an der Stelle $\vec{x}$ aus den mit der Dichte $J(\vec{x})$ verteilten Quellen. Sind die Quellen in den an den Orten $\vec{q}^{(1)}, \vec{q}^{(2)} \ldots \vec{q}^{(\mu)} \ldots$, des 1ten, 2ten, ... μten punktförmigen Teilchens lokalisiert, und sind die Stärken dieser Quellen durch die Zahlen $g^{(1)} = \tau^{(1)} g$, $g^{(2)} = \tau^{(2)} g$, $\ldots g^{(\mu)} = \tau^{(\mu)} g$ gegeben, so folgt aus einer solchen Theorie, in vollständiger Analogie zur Elektrodynamik, an Stelle der Coulombschen potentiellen Energie, das Yukawasche Potential

$$2\, V_2^{(\mu\nu)} = -g^2\, \tau^{(\mu)}\, \tau^{(\nu)} \frac{e^{-l\, r^{(\mu\nu)}}}{r^{(\mu\nu)}}, \qquad (2)$$

wo $r^{(\mu\nu)}$ der Abstand zwischen dem μten und dem νten Teilchen bedeutet. Ist l^{-1} eine Länge der Größenordnung 10^{-13} cm, so wird die erste Forderung (Abklingen der Kräfte) erfüllt. Diese Theorie kann in einer Form durchgeführt werden, welche sowohl der Relativitätstheorie als auch der Quantentheorie Genüge tut. Sie wurde 1935 von Yukawa aufgestellt. Aber erst 1937 fand sie die verdiente Beachtung durch eine zweite Arbeit Yukawas und eine, damals ohne Kenntnis dieser Arbeiten publizierte, Note des Vortragenden. Verschiedene Arbeiten von Yukawa und seinen Mitarbeitern, von Kemmer, von Proca und vom Vortragenden gaben der Theorie eine formal sehr enge Analogie zur Elektrodynamik Maxwells [1].

Die Schwierigkeiten der Theorie entstehen erst, wenn man versucht, die zweite Forderung, d. h. den erwähnten Austauschcharakter der Kräfte in die Feldgleichungen (1) aufzunehmen. Um nämlich diesen Austausch zu bewerkstelligen, muß man den Teilchen, außer ihrem Ortsvektor $\vec{q}^{(\mu)}$, weitere dynamische Variable zuordnen, deren Bewegungsgleichungen der Relativitätstheorie und den Erhaltungssätzen von elektrischer Ladung, Energie, Impuls und Drehimpuls genügen müssen. Die aufgestellten Theorien erfüllen alle diese Forderungen, aber die „Konstanten" $g^{(\mu)}$ (welche wir oben durch dimensionslose Maßzahlen $\tau^{(\mu)}$ und eine universelle Konstante g ausgedrückt haben) werden Funktionen innerer dynamischer Variabeln der Teilchen. Auch dann ist es möglich, für kleine Geschwindigkeiten die Bewegungsgleichungen für die Bahnen der Teilchen (bzw. das quantenmechanische Eigenwertsproblem) aus einer potentiellen Energie V abzuleiten, welche von den Abständen $r^{(\mu\nu)}$ der Teilchen und von den inneren dynamischen Variabeln $\tau^{(\mu)}$ der Teilchen abhängt. Zum Austausch der elektrischen Ladung brauchen wir aber an Stelle des einen Feldes Q der Gl. (1) mehrere Feldkomponenten $Q_1 Q_2 \ldots Q_f \ldots$ (mindestens zwei, entsprechend dem reellen und imaginären Teil der Schrödingerfunktion geladener Quanten des neuen Feldes) und entsprechende Maßzahlen $\tau_i^{(\mu)}$ (isotopischer Spin). Diese geladenen Quanten sind heute als Mesotronen in der Höhenstrahlung beobachtet, wie im vorangehenden Vortrage von Hrn. Hoffmann näher ausgeführt wurde. Ihre Masse m, die Plancksche Konstante $2\pi h$, die Lichtgeschwindigkeit c und die Länge l^{-1} hängen dann durch die Beziehung $l^{-1} = h/mc$ zusammen. Der Zerfall dieser Quanten oder Mesotronen in Elektron und Neutrino erklärt die β-Radioaktivität und die endliche Lebensdauer der Mesotronen. Der Austausch von Spinmoment erfolgt durch die Abhängigkeit der Quellendichten von den bekannten Spinvektoren $\vec{\sigma}^{(\mu)}$ der Neutronen und Protonen. Dieses explizite Auftreten der dynamischen Variabeln des isotopischen Spins $\tau_i^{(\mu)}$ und des mechanischen Spins $\vec{\sigma}^{(\mu)}$ führt nun dazu, daß die potentielle Energie V im mechanischen Problem der Bahnbestimmung der Teilchen (bzw. im Eigenwertproblem der Massendefekte) nicht etwa das Yukawasche Potential Gl. (2), sondern eine Reihe

$$V = V_2 + V_6 + V_{10} + \cdots \qquad (3)$$

ist, wo das Glied V_n der $n$ten Potenz g^n der Konstanten g proportional wird. Während die Terme in V_2 den Yukawaschen Ausdrücken (2) entsprechen und vom Abstand nur je zweier Teilchen

$r^{(\mu\nu)}$ abhängen, hängen die Terme von V_6 bereits von drei Abständen $r^{(\mu\nu)}$, $r^{(\nu\lambda)}$ und $r^{(\lambda\mu)}$ je dreier Teilchen μ, ν und λ ab usw. Die Glieder V_6 wurden (in Zusammenarbeit mit Hrn. Patry in Genf) explizite berechnet. Sie ergaben für Teilchenabstände $r^{(\mu\nu)} \sim l^{-1}$ bereits gleiche Größenordnung wie V_2, wenn die Konstante g die aus dem Experiment bekannte Größenordnung hat (vgl. unten). Aber nicht nur diese Erscheinung läßt schlechte Konvergenz der Reihe (3) vermuten, sondern V_6 enthält, in voller Analogie zu den unendlichen, aber konstanten Selbstenergiegliedern, unendliche Glieder, welche vom Abstande $r^{(\mu\nu)}$ abhängen. Durch das bekannte, die relativistische Kovarianz zerstörende Abschneiden, können sie endlich gemacht werden. Beschränken wir uns auf den Fall zweier Teilchen allein, so beträgt das Verhältnis V_6/V_2 rund 5% für Abstand und Abschneideradius von der Größenordnung l^{-1}, wenn wir als Feldtheorie die vektorielle Theorie mit Spin-Bahnkopplung zugrunde legen. Wird die Spin-Bahnkopplung eliminiert, so daß V_2 ein reines Yukawapotential mit richtiger Symmetrieeigenschaften für den Deuterongrundzustand darstellt (Kombination von vektoriellem und pseudoskalarem Feld [2]), so beträgt dieses Verhältnis nur noch rund 0,5 (dabei wurde jeweils $g^2/hc = {}^1/_{10}$ gesetzt). Für kleinere Abstände steigt das Verhältnis wie r^{-4} (bzw. wie r^{-2} in der kombinierten Theorie) an.

Die Schlußfogerung für den heutigen Stand der Feldtheorie der Austauschkräfte dürfte also etwa folgendermaßen lauten:

1. Die Feldtheorie ergibt Kräfte, welche nur für Teilchenabstände der Größenordnung $l^{-1} \sim 10^{-13}$ cm merkbar werden.

2. Bei diesen Abständen treten gleichzeitig mit den Kräften zwischen je zwei Teilchen, Kräfte der gleichen Größenordnung zwischen mehreren Teilchen auf.

3. Die bekannten Divergenzschwierigkeiten, welche durch die von der Relativitätstheorie geforderte punktförmige Natur der Teilchen bedingt sind, gestatten uns keine quantitativen Schlüsse auf diese Kräfte.

4. Insbesondere erscheinen uns daher Schlüsse auf bestimmte elektrodynamikähnliche Formulierungen der Mesotronentheorie als unhaltbar und verfrüht. So hat auch die spezielle Form des Yukawapotentials, welche der historische Ausgangspunkt der Theorien war, keine quantitative Bedeutung.

Zu Punkt 3 der Schlußfolgerung sei noch eine Andeutung über eine mögliche Beziehung zwischen Abschneideradius und Reichweite der Kernkräfte erwähnt [3]:

Die Yukawasche Theorie (ohne Austausch) gestattet die Bewegungsgleichung des Lorentzschen Elektrons ohne die bekannten Selbstenergieschwierigkeiten in relativistisch kovarianter Form abzuleiten. Die elektrische Selbstenergie eines punktförmigen Elektrons der Ladung ε wird unendlich wie $\varepsilon^2 (2r)^{-1}$ für $r = 0$. Die Yukawasche Selbstenergie der skalaren Theorie aber ergibt eine negative Selbstenergie, die wie $-g^2 (2r)^{-1} e^{-lr}$ unendlich wird. Die Summe bleibt aber auch für $r = 0$ endlich und wird $\frac{1}{2} \varepsilon^2 l$, wenn die Yukawasche Quellstärke des Elektrons $g = \varepsilon$ gewählt wird. Die genaue Durchrechnung dieses Problems führt auf Formeln, welche volle Analogie zur Theorie des Lorenzschen ausgedehnten Elektrons vom Durchmesser $\sim l^{-1}$ mit der Masse $m = \varepsilon^2 l (2c^2)^{-1}$. Das Verhältnis von Mesotronen- zu Elektronenmasse beträgt also $\frac{hc}{2\varepsilon^2} = 274$.

Schrifttum

[1] Diese Literatur und die Rechnungen zum folgenden Hauptinhalt des Vortrages finden sich in Literaturverzeichnis von E. C. G. Stückelberg u. J. C. F. Patry, Helv. Phys. Acta **13** H. 3 (1940), 167.

[2] C. Møller u. L. Rosenfeld, Kgl. Danske Vid. (mat.-fys. med.) (8) **17** (1940); E. C. G. Stückelberg, Helv. Phys. Acta **13** H. 5 (1940) (im Druck).

[3] E. C. G. Stückelberg, Nature **144** (1939) 118 (ausführliche Arbeit erscheint in den Helv. Phys. Acta **13** oder **14**).

(Eingegangen am 17. September 1940)

Messungen an harten H-Strahlen

Von Willibald Jentschke, Wien

Nach Versuchen gemeinsam mit Leopold Wieninger

(Aus dem II. Physikalischen Institut der Universität Wien)

Mit 4 Abbildungen im Text

Inhalt. 1. Einleitung. 2. Die integrale und differentielle Ionisations-Reichweitebeziehung für einzelne Protonen in Luft. 3. Messung der längsten bei der Umwandlung von Bor durch Po-α-Strahlen entstehenden Protonengruppe. 4. Zusammenfassung.

1. Einleitung

Im folgenden soll eine Methode kurz besprochen werden, die es gestattet, gleichzeitig die Ionisation auch langer einzelner H-Strahlen und ihre Reichweite zu messen. Die Art der Registrierung ermöglicht außerdem eine eindeutige Unterscheidung der H-Strahlen von den als Seuche auftretenden α-Teilchen. Zunächst wurde eine integrale und daraus eine differentielle Ionisationskurve für einzelne Protonen aufgestellt. Viele Versuche, die Aufschluß über die Energieverhältnisse im Atomkern geben sollen, erfordern die genaue Kenntnis des Ionisationsvermögens der H-Strahlen in Abhängigkeit von ihrer Reichweite.

Im Bereich zwischen 0 und 1,2 cm Restreichweite ist die Ionisationskurve für H-Strahlen nach Messungen von Kirchner, Neuert und Laaf[1]) gut bekannt, weiter liegen Messungen in dem Bereich zwischen 0 und 6 cm von Schmidt und Stetter[2]) vor. Im Gebiete größerer Reichweiten war man bisher auf theoretische Energie-Reichweitebeziehungen angewiesen, die nur zum Teil experimentell unterbaut sind. Duncanson[3]) und unabhängig davon Mano[4]) haben die Abhängigkeit der Energie von der Protonenreichweite theoretisch abgeleitet. Livingston und Bethe[5]) brachten an der Kurve von Duncanson verschiedene Korrekturen an. Parkinson, Herb, Bellamy und Hudson[6]) stellten dann bis zu Energien von 2 MeV auf experimentellem Wege eine genaue Energie-Reichweitekurve auf. Diese stimmt mit der von Livingston und Bethe angegebenen Kurve oberhalb einer Energie von 0,7 MeV gut überein, unterhalb dieser Energie zeigen sich beträchtliche Abweichungen.

2. Die integrale und differentielle Ionisations-Reichweitebeziehung für einzelne Protonen in Luft

Quantitative Messungen über die Ionisation einzelner harter H-Strahlen wurden bisher noch nicht durchgeführt. Diese Messungen sind dadurch erschwert, daß keine Quellen für homogene H-Strahlen zur Verfügung stehen und die Ionisation der H-Strahlen mit zunehmender Geschwindigkeit sehr gering wird.

Bei den Versuchen, die gemeinsam mit Herrn Wieninger durchgeführt wurden, fand eine Doppelionisationskammer (Abb. 1) Verwendung. Sie besteht im wesentlichen aus einer tiefen und einer seichten zylinderförmigen Kammer (in Abb. 1 mit *A* und *B* bezeichnet), die voneinander durch eine dünne Aluminiumfolie getrennt sind. Die in einer eigenen Zertrümmerungskammer erzeugten H-Strahlen treten nach einer entsprechenden Ausblendung (maximaler Winkel des H-Strahlenkegels 16 Grad) durch ein mit einem Glimmer verschlossenes Fenster in die tiefe Ionisationskammer ein. Das Luftäquivalent des Glimmers betrug 10 cm. Durch geeignete Wahl des Druckes in der Kammer konnte erreicht werden, daß die Strahlen noch in die anschließende seichte Kammer eintraten oder bereits in der tiefen Kammer ausliefen. Außerdem ist auch noch die Folie verschiebbar, so daß die Tiefe der beiden Kammern gegeneinander verändert werden kann. Als Gasfüllung wurde hochgereinigter Stickstoff verwendet. Er wurde deshalb gewählt, da er wie die Edelgase Elektronenbeweglichkeit zeigt; man erhält also schon bei verhältnismäßig schwachen Feldern praktisch vollkommene Sättigung. Kommen Korpuskularstrahlen in die Kammer, so kann man sie mit Hilfe der von ihnen gebildeten Ionen nachweisen, die durch das elektrische Feld zu zwei Elektroden geführt werden. Die beiden Elektrodenausführungen wurden mit zwei voneinander unabhängig arbeitenden Verstärkern verbunden. Es wurde das von G. Stetter und J. Schintlmeister[7]) beschriebene

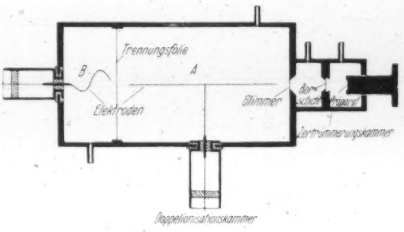


Abb. 1. Die zum Nachweis einzelner H-Strahlen verwendete Ionisationskammer

Doppelröhrenelektrometer verwendet. Als Nachweisinstrumente wurden dabei zwei Saitengalvanometer verwendet, deren Ausschläge gleichzeitig auf einem ablaufenden Registrierpapier photographiert werden konnten. Die Messungen waren so angelegt, daß sofort die Ionenzahlen angegeben werden konnten. Die Eichung der Verstärker erfolgte mit genau bekannten Influenzladungen.

Als H-Strahlenquelle diente für die Versuche eine Borschicht, die mit Po-α-Strahlen beschossen wurde. Bor wurde deshalb gewählt, weil bei diesem Element die Ausbeute an energiereichen Protonen verhältnismäßig hoch ist. Bei verschiedenen Drucken in der Ionisationskammer wurden H-Strahlen registriert. Als Beispiel sei in Abb. 2 eine Ausschlagsstatistik angeführt. Als Abszisse sind die Ionenmengen, die in der tiefen Kammer erzeugt werden, aufgetragen, als Ordinate die in der seichten Kammer erzeugten. In der Figur sind nur solche Strahlen eingezeichnet, die Koinzidenzen erzeugen. Ein H-Strahl, der nur mit seinen letzten Millimetern in die seichte Kammer reicht, ionisiert dort wenig. Groß hingegen ist die Ionenmenge eines solchen Strahles in der tiefen Kammer. Nimmt die Reichweite etwas zu, so vergrößert sich die Ionenmenge, die in der kleinen Kammer registriert wird, während die in der tiefen Kammer registrierte abnimmt. Vom Maximum nach

[1]) F. Kirchner, H. Neuert u. O. Laaf, Phys. ZS. **38** (1937), 969.
[2]) E. A. W. Schmidt u. G. Stetter, Wien. Ber. **139** (1930), 123 (Mitt. d. Inst. f. Ra-Forsch. Nr. 249).
[3]) W. E. Duncanson, Proc. Cambr. Soc. **30** (1934), 102.
[4]) G. Mano, Journ. d. Phys. et Rad. **5** (1934), 628.
[5]) M. S. Livingston u. H. A. Bethe, Rev. of mod. Phys. **9** (1937), 268.
[6]) D. B. Parkinson, R. G. Herb, J. C. Bellamy u. C. M. Hudson, Phys. Rev. **52** (1937), 75.
[7]) G. Stetter u. J. Schintlmeister, Wiener Ber. **142** (1933), 427 (Mitt. d. Inst. f. Ra-Forsch. Nr. 322).

links sind Strahlen eingezeichnet, die beide Kammern durchsetzen und erst in der Kammerwand endigen. Je länger solche Strahlen sind, um so kleinere Ausschläge erzeugen sie in beiden Kammern. Diese Verhältnisse sind durch die Form der Ionisationskurve ohne weiteres verständlich. Die auftretende Streuung ist durch die Unruhe des Verstärkers, die Auszählfehler und die Winkelverwaschung bedingt. Der Betrag der Streuung, der durch die Winkelverwaschung hervorgerufen wurde, ist gering, da die Richtung der registrierten H-Strahlen höchstens um $\pm 8^0$ schwanken konnte.

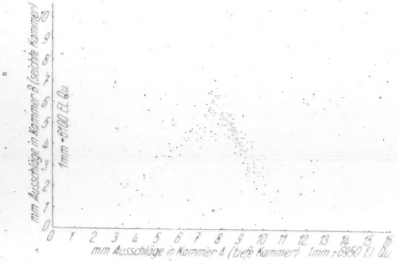


Abb. 2. Beispiel einer Ausschlagsstatistik von H-Strahlen bei einem Druck von 1,3 Atm.

Für die Aufstellung der Ionisationskurve wurden zunächst nur die H-Strahlen herangezogen, die in der seichten Kammer endigten. Diese Strahlen reichten nur wenige Zentimeter in die kleine Kammer. Es konnte aus ihrer Ionenmenge unter Benützung der bekannten Ionisationskurve für kurze H-Strahlen ihre Reichweite bestimmt werden. Durch Summation der registrierten Ionenmengen in der kleinen und großen Kammer wurden die längs eines genau bekannten Weges erzeugten Gesamtionenmengen gemessen. Dabei wurde die durch die dünne Trennungsfolie bedingte kleine Korrektur berücksichtigt. Um die Ionisation in mehreren Reichweitenintervallen zu messen, wurden Versuche bei verschiedenen Drucken zwischen 0,5 und 5 Atm durchgeführt. Stellen wir nun die bei den verschiedenen Drucken erhaltenen Gesamtionenmengen zusammen, die den bekannten Reichweiten entsprechen, so liefert dies eine integrale Ionisationskurve. Zur Kontrolle konnten auch noch die H-Strahlen verwendet werden, die beide Kammern durchliefen. Die dadurch erhaltenen Meßpunkte lagen befriedigend auf unserer Kurve, doch kommt ihnen ein geringerer Grad an Genauigkeit zu. Die Kurven beziehen sich auf Luft von 15^0 C und 760 mm Hg Druck. Die Umrechnung von Stickstoff auf Luft erfolgte so, daß die relative Gesamtionisation von Stickstoff in bezug auf Luft zu 0,98 und das atomare Bremsvermögen des Stickstoffs in bezug auf Luft zu 0,98 angenommen wurde. Abb. 3 stellt die integrale Ionisations-Reichweitebeziehung für einzelne H-Strahlen dar. Im Teil von 0 bis 1,2 cm wurde die Kurve von Kirchner, Neuert und Laaf[1]) verwendet. Für den Bereich zwischen 1,2 und 6 cm wurden im wesentlichen die Werte von Schmidt und Stetter[2]) zugrunde gelegt, zwischen 6 und 70 Zentimeter sind unsere Werte wiedergegeben. Die Genauigkeit dürfte in dem Bereich zwischen 0 und 6 Zentimeter etwa $\pm$ 5 v. H. betragen. Die Genauigkeit der Messungen in dem Bereich zwischen 6 und 70 cm kann auf $\pm$ 2 v. H. geschätzt werden.

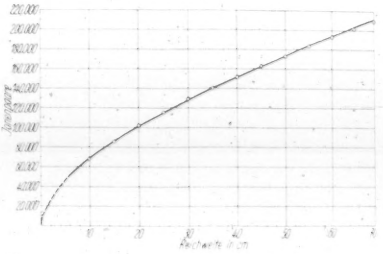


Abb. 3. Integrale Ionisations-Reichweitebeziehung für einzelne Protonen bei 15^0 C und 760 mm Hg in Luft. Von 0 ... 1,2 cm: nach Kirchner, Neuert u. Laaf, von 1,2 ... 6 cm: nach Schmidt u. Stetter, von 6 ... 70 cm: eigene Messungen.
Die eingezeichneten Kreise beziehen sich auf die Energie-Reichweitebeziehung nach Livingston u. Bethe.
(Maßstab: 1 Ionenpaar entspricht 36,1 eV.)

Weiter zeigt die Figur einen Vergleich zwischen der Ionisations-Reichweitekurve und der Energie-Reichweitekurve nach Livingston und Bethe[3]). Die eingezeichneten Punkte beziehen sich auf die letzte Kurve. Es zeigt sich sehr gute Übereinstimmung. In Zahlentafel 1 sind in Spalte 2 und 3 die zu einer bestimmten Reichweite gehörigen Ionenmengen und Energien eingetragen. Spalte 4 zeigt die Energie, die zur Erzeugung eines Ions notwendig ist. Im Mittel errechnet sich daraus ein Wert von 36,1 eV zur Erzeugung eines Ionenpaares. Benützt man zum Vergleich die sehr genau gemessene Ionenmenge der Po-α-Strahlen, die 148200[8]) Ionenpaare erzeugen und ihre genau bekannte Energie (5,298 MeV), so ergibt sich für die zur Erzeugung eines Ions erforderliche Energie ein Wert von 35,8 eV. Aus diesen Ergebnissen folgt, daß die Proportionalität zwischen Energieabgabe und Ionisation in dem von uns gemessenen Bereich zwischen 6 und 70 Zentimeter weitestgehend erfüllt ist. Für den Bereich zwischen 0 und 6 cm fehlen genauere Versuchsdaten.

[8]) G. Stetter u. E. Schachinger, unveröffentlicht.

Zahlentafel 1

Zusammenhang zwischen Energieabgabe und Ionisation von H-Strahlen

Reichweite cm	Ionenpaare	Energie MeV	Die im Mittel zur Erzeugung eines Ions erforderliche Energie eV
10	68000	2,45	36,05
15	86000	3,12	36,2
20	101300	3,68	36,3
25	115300	4,18	36,3
30	128300	4,66	36,3
35	140300	5,08	36,2
40	151700	5,49	36,2
45	162600	5,87	36,1
50	173000	6,25	36,1
55	182900	6,59	36,0
60	192400	6,92	36,0
65	201500	7,25	36,0
70	210100	7,56	35,9

Aus der integralen Ionisationskurve konnte eine differentielle Ionisationskurve abgeleitet werden (Abb. 4). Für den praktischen Gebrauch ist eine Zahlentafel wertvoller, weshalb auch diese wiedergegeben ist (vgl. Zahlentafel 2).

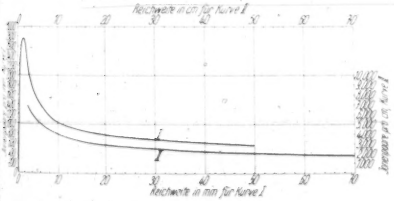


Abb. 4. Differentielle Ionisationskurve für einzelne Protonen in Luft bei 15° C, 760 mm Hg

3. Messung der längsten bei der Umwandlung von Bor durch Po-α-Strahlen entstehenden Protonengruppe

Mit dieser Apparatur ist es auch möglich, mit einem einzigen Versuch das bei einer Kernreaktion auftretende H-Strahlenspektrum aufzunehmen. Es ist dabei nicht wie bisher nötig, in langdauernden Versuchen durch Einschieben von Absorptionen in den Strahlengang die Reichweitegruppen festzustellen. Gelangt ein H-Strahl von ungefähr 40 Zentimeter Restreichweite in die Ionisationskammer und läuft dort aus, so erzeugt er darin etwa 150000 Ionenpaare. Bis zu dieser Größe treten auch häufig Ionenpaare auf, die durch Verseuchung zustande kommen (Po-α-Strahlen). H-Strahlen über 40 Zentimeter Restreichweite werden daher im allgemeinen wegen ihrer höheren Ionisation durch eine Verseuchung der Kammer nicht vorgetäuscht. Damit ist ein sehr einfaches Mittel gefunden, eine sichere Entscheidung über die Existenz der langen H-Gruppen bei Kernprozessen trotz ihrer sehr kleinen Ausbeute zu treffen. Die Kenntnis dieser langen Gruppen ist vor allem deshalb wichtig, da erst die Energietönungen, die zu diesen langen Gruppen gehören, die Kernmassen berechnen lassen. Als Beispiel sei der Nachweis der längsten bei der Umwandlung des Bors mit Po-α-Strahlen entstehenden Protonengruppe angeführt. Diese Gruppe wurde zuerst von Maier-Leibnitz und Maurer[9]) mit einer Reichweite von 91 Zentimeter

Zahlentafel 2

Spezifische Ionisation und Gesamtionenmenge des einzelnen H-Teilchens in Luft bei 15°C und 760 mm Hg

Restreichweite mm	Ionenzuwachs pro mm Luft	Gesamtionisation	Restreichweite cm	Ionenzuwachs pro cm Luft	Gesamtionisation
1	1050	1050	5	5800	44860
2	2730	3780	6	5300	50160
3	2560	6340	7	4900	55060
4	2020	8360	8	4550	59610
5	1660	10020	9	4300	63910
6	1480	11500	10	4090	68000
7	1340	12840	11	3900	71900
8	1230	14070	12	3750	75650
9	1140	15210	13	3600	79250
10	1070	16280	14	3450	82700
11	1020	17300	15	3300	86000
12	980	18280	16	3200	89200
13	940	19220	17	3100	92300
14	910	20130	18	3050	95350
15	890	21020	19	3000	98350
16	870	21890	20	2950	101300
17	850	22740	21	2900	104200
18	830	23570	22	2850	107050
19	810	24380	23	2800	109850
20	790	25170	24	2750	112600
21	780	25950	25	2700	115300
22	770	26720			
23	760	27480	Restreichweite cm	Ionenzuwachs pro 5 cm Luft	Gesamtionisation
24	750	28230			
25	740	28970			
26	730	29700			
27	730	30430			
28	720	31150	25	14000	115300
29	710	31860	30	13000	128300
30	700	32560	35	12000	140300
31	680	33240	40	11400	151700
32	670	33910	45	10900	162600
33	660	34570	50	10400	173000
34	660	35230	55	9900	182900
35	650	35880	60	9500	192400
36	650	36530	65	9100	201500
37	640	37170	70	8600	210100
38	640	37810			
39	630	38440			
40	620	39060			
41	610	39670			
42	600	40270			
43	600	40870			
44	590	41460			
45	580	42040			
46	580	42620			
47	570	43190			
48	560	43750			
49	560	44310			
50	550	44860			

[9]) H. Maier-Leibnitz u. W. Maurer, ZS. f. Phys. **107** (1937), 509.

gefunden. Bei unseren Versuchen wurde der Druck in der Kammer so eingestellt, daß alle Protonen, die länger als 85 cm waren, gerade in die seichte Kammer reichten. Die Dicke der Borschicht betrug 2 cm Luftäquivalent. Es wurden während einer Versuchsdauer von 3 Stunden acht Koinzidenzen gezählt, die maximale Reichweite ergab sich zu 94 cm. Die lange Gruppe erscheint deutlich von der benachbarten getrennt. Aus Kontrollversuchen folgte, daß die bei der Borumwandlung auftretenden Neutronen keine Kernprozesse hervorriefen, die solche Koinzidenzen vortäuschen könnten. Die Reichweite der benachbarten Gruppe wurde zu 82 cm gemessen in Übereinstimmung mit früher durchgeführten Versuchen anderer Autoren.

Da zum Nachweis der Protonen auch Zählwerke verwendet werden können, kann mit Hilfe dieser Methode über verhältnismäßig lange Zeiten nach seltenen harten H-Strahlgruppen gesucht werden.

4. Zusammenfassung

Es wird eine Methode beschrieben, mit der man zugleich die Ionisation und Reichweite von energiereichen H-Strahlen bestimmen kann. Eine integrale und differentielle Ionisationskurve für einzelne Protonen wird bis zu einer Reichweite von 70 cm aufgestellt. Der Teil von 0 bis 6 Zentimeter wurde von anderen Autoren übernommen, während der Bereich zwischen 6 und 70 cm von uns gemessen wurde. Als Anwendung wird die Reichweite der längsten H-Strahlgruppe, die bei Beschießung von Bor mit Po-α-Strahlen entsteht, gemessen. Sie beträgt 94 cm. Durch die Art der gewählten Methode ist eine eindeutige Unterscheidung gerade dieser langen seltenen H-Strahlen von den als Seuche auftretenden α-Strahlen möglich.

(Eingegangen am 19. September 1940)

Kernspektren leichter Elemente auf der photographischen Platte

Von Otto Merhaut, Wien[1])

(Aus dem II. Physikalischen Institut der Universität Wien)

Mit 10 Abbildungen im Text

Inhalt. Die photographische Methode, ihre Arbeitsweise und Meßgenauigkeit. 2. Untersuchung der Protonenverteilung an leichten Elementen. 3. Zusammenfassung.

1. Die photographische Methode, ihre Arbeitsweise und Meßgenauigkeit

Die photographische Platte ist in der Kernphysik nur selten zu quantitativen Arbeiten herangezogen worden. Daß sich die neuen dickschichtigen Plattensorten auf diesem Gebiet als nicht ungeeignet erweisen, sollen die folgenden Ausführungen zeigen.

Bei der Anwendung der photographischen Methode läßt man bekanntlich die zu untersuchenden Partikeln, wie α-Teilchen oder Protonen, im Vakuum streifend auf eine unbelichtete photographische Platte einfallen. In der Emulsion werden durch die

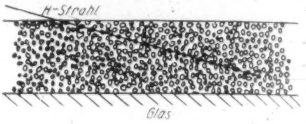


Abb. 1. Schematischer Schnitt durch die photographische Schicht mit einer Protonenbahnspur

ionisierende Wirkung der schnellen Partikel die auf ihrem Wege liegenden Bromsilberkörner angegriffen und so längs ihrer Bahn eine Reihe entwickelbarer Körner erzeugt, welche nach Abschluß des Versuches und des Entwicklungsvorganges im Mikroskop als Punktfolge erscheint (Abb. 1 und 2).

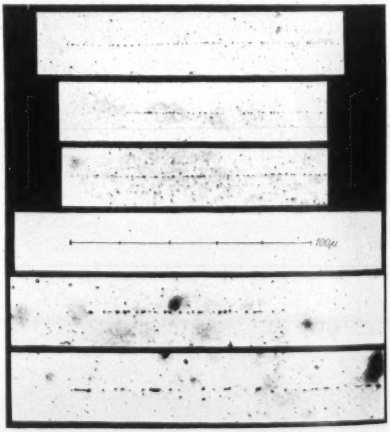


Abb. 2. Mikrophotographien von Protonenbahnspuren. Die drei oberen Aufnahmen zeigen Punktfolgen auf Ilford „Half-Tone"-Platten, die zwei unteren Bilder zeigen Punktfolgen auf den neuen Agfa „K"-Platten. (Alle Aufnahmen mit gleicher Vergrößerung)

Da die Teilchenbahnen von der photographischen Schicht in richtiger Lage und Reichweite wiedergegeben werden und jede Punktfolge einzeln auf Lage und Reichweite geprüft wird, lassen sich Fehler, die bei Absorptionsmessungen auftreten, vermeiden. Auch die störende Wirkung von Verseuchungsteilchen läßt sich weitgehend ausschalten.

[1]) Der Verfasser ist der Deutschen Forschungsgemeinschaft für die Verleihung eines Forschungsstipendiums zu größtem Dank verpflichtet.

Zum Nachweis der stark ionisierenden α-Teilchen sind viele feinkörnige Plattensorten geeignet. Zum Nachweis von H-Strahlen, besonders solcher von hoher Energie und damit geringer Anfangsionisation, stehen nur wenige handelsübliche Plattensorten zur Verfügung[2]). In Wien ist gezeigt worden [1], daß in vielen Fällen die Wiedergabe von Protonenbahnspuren durch Vorbehandlung der Platten mit Pinakryptolgelb weitgehend verbessert wird.

Das Bremsvermögen, welches für verschiedene Emulsionen nur wenig variiert, wird durch Vergleichsmessungen mit ThC'-α-Teilchen bestimmt.

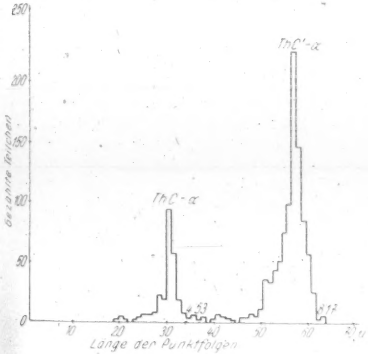


Abb. 3. Bestimmung des Luftäquivalents der photographischen Emulsion mit α-Teilchen bekannter Reichweite

Abb. 3 zeigt eine solche Eichkurve, aus der sich das Luftäquivalent dieser Emulsion zu 7,6 μ für 1 cm Luft (0° C, 760 mm Hg) ergibt.

Die Genauigkeit der Reichweitenabgabe hängt in starkem Maße von der Schleierfreiheit der Emulsion und der Korndichte der Bahnspuren ab. Durch richtig gewählte Entwicklung (Rodinal- oder Amidolentwickler) läßt sich bei guten Platten der störende Einfluß des Schleiers fast gänzlich vermeiden.

Feinkörnige Plattensorten mit regelmäßiger Kornverteilung erlauben eine größere Genauigkeit als grobkörnige. Am Anfang der Bahn sind die Punktreihen infolge des geringeren Ionisationsvermögens schütterer (Abb. 4). Mit abnehmender Energie wächst die Ionisierungsfähigkeit, was in einer Zunahme der Korndichte gegen das Reichweitenende zum Ausdruck kommt. Die Zahl der Schwärzungskörner ist der spezifischen Ionisation nicht genau proportional und zeigt mehr oder weniger starke Schwankungen, die durch die zufällige Verteilung der Bromsilberkörner in der Schicht bedingt sind. Abb. 4 zeigt für die feinkörnige Platte *C* keine starke Zunahme der Korndichte gegen das Reichweitenende und auch die zufälligen Korndichteschwankungen bewegen sich in sehr engen Grenzen. Die Korndichte ist im Durchschnitt sehr hoch (mittlerer Kornabstand etwa 2,2 μ). Bei den beiden grobkörnigen Platten (*A* und *B*) sind die unregelmäßigen Korndichteschwankungen bedeutend größer und die Abhängigkeit von der spezifischen Ionisation ist ebenfalls ausgeprägter. Dies erlaubt die Unterscheidung der Teilchenart. Für die Untersuchung der Protonenspektren eignet sich eine Platte vom Typ *C*, da diese, auch bei geringer Ionisation, noch genügend dichte Punktfolgen liefert.

Wenn wir als Reichweite den Abstand zwischen erstem und letztem Korn einer Punktreihe definieren,

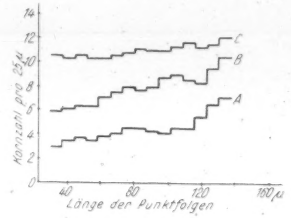


Abb. 4. Zunahme der Korndichte gegen das Reichweitenende für verschiedene Plattensorten

werden wir im allgemeinen einen zu kleinen Wert bekommen, denn das Proton kann sich in der Emulsion etwa einen Kornabstand bewegen, ohne ein Bromsilberkorn zu treffen. Eine von Blau und Wambacher [2] veröffentlichte Statistik für eine gute Emulsion zeigt bei 15782 gemessenen Kornabständen nur 18, die größer als 1 cm Luftäquivalent sind. Die Wahrscheinlichkeit, daß sich ein so großer Kornabstand gerade an einer bestimmten Stelle, z. B. am Anfang oder Ende einer Bahnspur, befindet, ist entsprechend klein.

Durch das Vorhandensein einer verhältnismäßig großen Anzahl von Schleierkörnern kann es vorkommen, daß diese, wenn sie zufällig in Richtung und Tiefgang mit einer Punktreihe übereinstimmen, zu dieser dazugerechnet werden und so eine Verlängerung der Reichweite vorgetäuscht wird.

Da sich diese beiden erwähnten Fehler niemals addieren können, ist es wohl berechtigt, für wenig geschleierte Platten der Type *C*, den gesamten (nicht mittleren) Fehler bei der Reichweitenmessung mit 1 cm Luftäquivalent anzunehmen, weitgehend unabhängig von der Reichweite.

Die starke Winkelbeschränkung, bedingt durch die geringe Schichtdicke (15—20 μ) der früheren Platten zeigte sich oft als großer Nachteil. Die

[2]) Verwendet werden hier teils Ilford „Half-Tone"-Platten, teils Agfa „K"-Platten, die besonders schleierfrei arbeiten. Für die freundliche Bereitstellung der neuen dickschichtigen Agfa „K"-Platten sei Herrn Prof. Dr. J. Eggert herzlichst gedankt.

neuen, speziell für kernphysikalische Arbeiten hergestellten Plattensorten, mit Schichtdicken bis 100 μ, hingegen erlauben auf verhältnismäßig einfache Weise die Reichweite von schnellen Protonen zu messen. Aus den gemessenen Reichweiten und Teilchenzahlen lassen sich die Energietönungen und Kernniveaus, sowie die Anregungsfunktion des Prozesses berechnen. Da die photographische Platte ohne jede Hilfsapparatur ständig jedes auftreffende Teilchen registriert, können lange Expositionszeiten gewählt werden. Dies erweist sich besonders für die langen, meist sehr schwach besetzten Protonengruppen als großer Vorteil und erlaubt die Wahl strengerer Winkelbedingungen.

2. Die Untersuchung der Protonenverteilung an leichten Elementen

Abb. 5 zeigt einen Radialschnitt durch die meist verwendete Apparatur [3]. Der größte mögliche

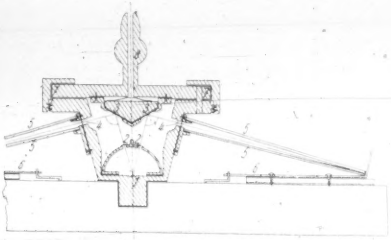


Abb. 5. Schnitt durch die verwendete Apparatur [ZS. f. Phys. **115** (1940), 77]
1 Poloniumpräparat, *2* Primärstrahlblenden (mit Glimmerabsorption), *3* Substanzschicht, *4* Sekundärblenden mit Verschlußglimmer, *5* phot. Platten, *6* Plattenhalter, *7* Vakuumdichter Schliff, *8* Rohransatz zum Manometer und zur Pumpe. — (Die gesamte Apparatur befindet sich während des Versuchs im Vakuum)

Winkel zwischen den einfallenden Protonen und der Plattenebene betrug im ausgezählten Bereich 7°. Es konnten sich daher in der über 70 μ dicken Emulsionsschicht alle Protonen bis 75 cm Luftreichweite totlaufen. Der maximal mögliche Winkelbereich zwischen reagierenden α-Teilchen und emittierten Protonen betrug 10°, doch wird in der Hauptsache nur mit Winkeln von $90 \pm 3°$ zu rechnen sein.

Aluminiumversuche:

$$^{27}\mathrm{Al} + {}^{4}\mathrm{He} - (^{31}\mathrm{P}^{*}) - {}^{30}\mathrm{Si} + {}^{1}\mathrm{H} + \mathrm{Q}\,.$$

Als Substanzschicht wurde Aluminiumschaum von 1,3 mm Luftäquivalent benutzt; wegen der Inhomogenität und der schiefen Durchsetzung der Schicht wurde das praktisch wirksame α-Reichweitenintervall zu 2 mm angenommen. Abb. 6 zeigt als Beispiel zwei Kurven der Aluminiumversuche. Es zeigte sich bei allen untersuchten α-Energieintervallen, von 3,6 bis 2,0 cm, das paarweise Auftreten zweier Protonengruppen. Die Teilchenzahl, sowie die Reichweiten der beiden Gruppen nahm mit der α-Energie nicht gleichmäßig ab, sondern zeigte Maxima bzw. Ruhestellen. Diese Erscheinung wird als Resonanzeffekt gedeutet. Bei der größten α-Energie konnte noch eine dritte Protonengruppe gefunden werden. Als Energietönungen wurden — 1,15, 0,01 und 2,25 MeV erhalten, für die Resonanzstellen ergaben sich α-Reichweiten von 3,6, 3,3, 2,8 und 2,4 cm. Die Resultate befinden sich in guter Übereinstimmung mit denen von Chadwick und Constable, Haxel, Kanne, Stetter und Prankl, zum Teil auch mit denen von Diebner und Pose, Hafstad und anderen [4].

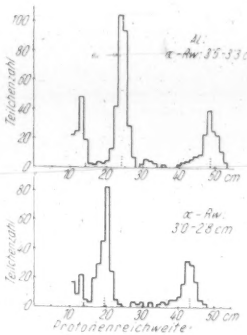


Abb. 6. Reichweitenverteilung der Protonen aus Aluminium [ZS. f. Phys. **115** (1940), 77]

Zahlentafel 1

Reichweiten- und Energiewerte für die 4 Resonanzgebiete bei Aluminium

α-Rw. cm	α-E. MeV	H_2-Rw. cm	H_2-E. MeV	Q_2 MeV	H_1-Rw. cm	H_1-E. MeV	Q_1 MeV
3,50	5,44	26,0	4,36	+ 0,04	52,5	6,52	+ 2,27
3,05	4,78	22,5	4,01	+ 0,07	47,0	6,13	+ 2,25
2,75	4,37	19,0	3,63	— 0,04	43,0	5,81	+ 2,21
2,35	3,92	16,0	3,28	— 0,01	39,0	5,50	+ 2,28

Durch die in der Emulsion vorhandenen Thoriumspuren kommen eine große Anzahl von α-Bahnspuren vor. Da die Reichweite der ThC'-α-Teilchen 8,17 cm und das Luftäquivalent der Verschlußglimmer etwa 6 cm beträgt, ist der exakten Protonenbeobachtung bei etwa 14 cm eine praktische Grenze gezogen. Diese Grenze ist bei allen Kurven durch einen kurzen Strich auf der Abszissenachse angezeichnet. Protonengruppen mit Energietönungen unter — 1,5 MeV können, bei Verwendung von Polonium als Strahlungsquelle, aus diesem Grunde nicht mehr sicher angegeben werden.

Natriumversuche:

$$^{23}Na + {}^4He \rightarrow (^{27}Al^*) \rightarrow {}^{26}Mg + {}^1H + Q.$$

Als Substanzschicht wurde Natriumchlorid in dünner Schicht (4 mm) Luftäquivalent) im Hochvakuum aufgedampft. Nach Messungen von A. König [5] gibt Chlor unter diesen Umständen keine Protonen. Die Abb. 7 zeigt die Reichweitenverteilung der Protonen für zwei verschiedene

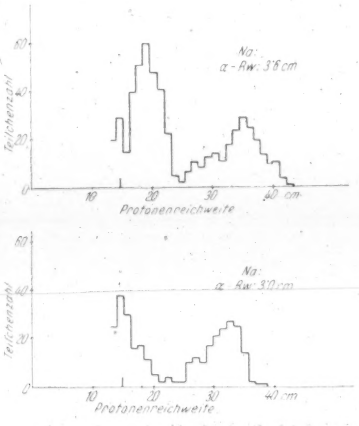


Abb. 7. Reichweitenverteilung der Protonen aus Natrium

α-Energien. Folgende Zahlentafel zeigt für die bisher untersuchten α-Energien die zugehörigen Reichweiten und die daraus errechneten Energietönungen.

Zahlentafel 2

Reichweiten- und Energiewerte für Natriumversuche

α-Rw. cm	α-E. MeV	H_1-Rw. cm	H_1-E. MeV	Q_1 MeV	H_2-Rw. cm	H_2-E. MeV	Q_2 MeV
3,0	5,22	41,5	5,78	+ 1,59	22,5	4,05	— 0,20
3,0	4,64	35,5	5,34	+ 1,62	18,5	3,63	— 0,16
2,7	4,38	34,5	5,20	+ 1,70	17,0	3,50	— 0,08
				+ 1,64			— 0,15

Die Übereinstimmung dieser Ergebnisse mit denen von A. König [5] und May und Vaidyanathan [6] ist hinreichend. Die von König angegebene längste Protonengruppe, welche von May und Vaidyanathan wegen der geringen Ausbeute nicht gefunden werden konnte, ergibt nach dieser Arbeit eine Energietönung von + 1,64 MeV. Daraus ergibt sich als Massenwert des Magnesiums, unter Zugrundelegung der neuesten Massenwerttabelle von Hahn, Flügge und Mattauch [7] ($^{23}Na \rightarrow 22{,}99627$, $^4He \rightarrow 4{,}003842$, $^1H \rightarrow 1{,}00895$) 25,9894.

Phosphorversuche:

$$^{31}P + {}^4He \rightarrow (^{35}Cl^*) \rightarrow {}^{34}S + {}^1H + Q.$$

Bei Phosphor wurde bis jetzt, wegen der geringen Ausbeute, nur ein Dickschichtversuch durchgeführt. Als Substanzschicht wurde roter Phosphor auf einer Goldunterlage benutzt. Abb. 8 zeigt die erhaltene Protonenverteilung. Neben der mit fast 400 Teilchen belegten Protonengruppe von 30 cm und der kürzeren von 14 cm, finden sich noch 5 Teilchenbahnenspuren, welche wahrscheinlich einer sehr schwach besetzten, langen Gruppe mit etwa 40 cm Reichweite angehören. Lage und Richtung dieser Bahnspuren entsprechen vollkommen den geforderten Winkelbedingungen, so daß es sich mit sehr großer Wahrscheinlichkeit nicht um kosmische Höhenstrahlen handeln wird, die bei diesen geringen Ausbeuten schon Fehler bedingen können. Die Energietönungen für die beiden kürzeren Gruppen betragen — 1,2 und + 0,4 MeV. Beide Werte sind in guter Übereinstimmung mit den von anderen Autoren [8] bei Verwendung energiereicherer α-Teilchen erhaltenen Ergebnissen. Die neu angedeutete lange Protonengruppe ergibt eine Energietönung von 1,3 MeV. Daraus würde sich als Massenwert des ^{34}S, bei Heranziehung des neuesten Massenwerts für Phosphor [7] 33,9786 ergeben.

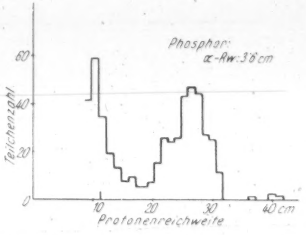


Abb. 8. Reichweitenverteilung der Protonen aus Phosphor

Borversuche:

$$^{10}B + {}^4He \rightarrow (^{14}N^*) \rightarrow {}^{13}C + {}^1H + Q.$$

Ordnet man die längste, in den früheren Arbeiten über Bor gefundene Protonengruppe dem Grundzustand des ^{13}C-Kerns zu, so ergibt sich als größte Energietönung ein Wert von 3,1 MeV. Aus massenspektroskopisch sehr genau bestimmten Massenwerten [10] ergibt sich aber ein höherer Wert von 3,7 bis 4,3 MeV. Maier-Leibnitz und Maurer [11] fanden nun bei Verwendung von Polonium-α-Strahlen tatsächlich als erste eine H-Gruppe von 91 cm Reichweite, entsprechend einer Energietönung von 3,7 MeV. Joliot und Zlotowski [12] erhielten den höheren Wert von 4,4 MeV.

M. Jurka [13] hat in Wien die Frage nach der längsten Protonengruppe photographisch untersucht.

Abb. 9 zeigt das Ergebnis von zwei bei verschiedener α-Energie durchgeführten „Vorwärts"-Versuchen (Winkel zwischen α-Teilchen und registrierten Protonen 0°). Da diese Versuche nur auf gute relative Ausbeute abgestimmt waren, konnte wegen der

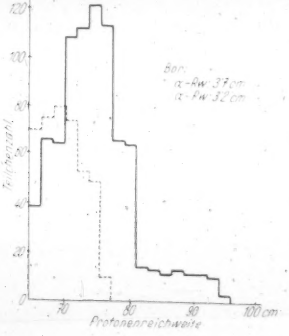


Abb. 9.
Reichweitenverteilung der „Vorwärts"-Protonen aus Bor

schlechten Winkelbedingungen, die letzte Gruppe nicht getrennt werden. Später wurde mit einer ähnlichen Apparatur wie Abb. 5 bei Winkeln von $90 \pm 8°$ und dünner Borschicht (etwa 7 mm Luftäquivalent), eine deutliche Trennung der Gruppen erzielt (Abb. 10). Die Umrechnung der Reichweite in die Vorwärtsrichtung ergibt ebenfalls etwa 95 cm.

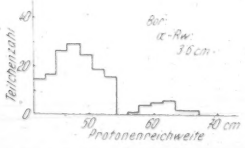


Abb. 10. Reichweitenverteilung der unter rechtem Winkel emittierten Protonen aus Bor

Als Energietönung ergibt sich für die längste Gruppe 3,85 MeV in guter Übereinstimmung mit Maier-Leibnitz und Maurer, sowie den massenspektroskopischen Werten von Bainbridge und Jordan.

3. Zusammenfassung

Nach einer kurzen Besprechung der photographischen Methode wird an Hand von Beispielen erhaltener Statistiken über Messungen an Aluminium, Natrium, Phosphor und Bor berichtet. Die neuen photographischen Spezialplatten zeigen sich zur Untersuchung der langen, schwach besetzten Protonengruppen als besonders geeignet. Die Fortsetzung der Versuche ist im Gang.

Schrifttum

1. H. Wambacher, Wiener Ber. (IIa) **140** (1931), 271; M. Blau u. H. Wambacher, Wiener Ber. (IIa) **141** (1932), 617; H. Wambacher, Phys. ZS. **39** (1938), 882; St. Zilæ, Wiener Ber. (IIa) **145** (1936), 503.
2. M. Blau u. H. Wambacher, Wiener Ber. (IIa) **146** (1937), 259.
3. O. Merhaut, ZS. f. Phys. **115** (1940), 77.
4. Vergleich der eigenen Ergebnisse mit andern Arbeiten, sowie ausführliche Literaturangabe vgl. Zitat 3.
5. A. König, ZS. f. Phys. **90** (1934), 197.
6. A. N. May u. R. Vaidyanathan, Proc. Roy. Soc. London (A) **155** (1936), 519.
7. O. Hahn, S. Flügge u. J. Mattauch, Phys ZS **41** (1940), 1.
8. R. E. Paton, Phys. Rev. **46** (1934), 220; E. Pollard u. C. J. Brasefield, Phys Rev. **50** (1936), 890; A. N. May u. R. Vaidyanathan, Proc. Roy. Soc. London (A) **155** (1936), 519.
9. W. Bothe, ZS. f. Phys. **63** (1930), 381; H. Franz, ZS. f. Phys. **63** (1930), 370; J. Chadwick, J. r. R. Constable u. E. Pollard, Proc. Roy. Soc. London (A) **130** (1931), 463; F. Heidenreich, ZS. f. Phys. **86** (1933), 675; H. Miller, W. E. Duncanson u. A. N. May, Proc. Cambr. Phil. Soc. **30** (1934), 549; R. E. Paton, ZS. f. Phys. **90** (1934), 586.
10. K. T. Bainbridge u. E. B. Jordan, Phys. Rev. **51** (1937), 384, 385; M. L. E. Oliphant, Nature **137** (1936), 396.
11. H. Maier-Leibnitz u. W. Maurer, ZS. f. Phys. **107** (1937), 500.
12. F. Joliot u. I. Zlotowski, Journ. d. Phys. et Rad. **393** (1938).
13. M. Jurka, Dissertation 1930, D 302.

(Eingegangen am 10. September 1940)

Der Temperatureffekt der Höhenstrahlen

Von Werner Kolhörster, Berlin-Dahlem

(Mitteilung aus dem Institut für Höhenstrahlenforschung der Universität Berlin)

Mit 1 Abbildung im Text

Schon vor 10 Jahren wurde aus Registrierungen der Höhenstrahlung von Hoffmann [1] und besonders von Messerschmidt [2] auf einen „äußeren" Temperatureffekt der Strahlungsstärke geschlossen; jedoch konnte sein Vorkommen und Verhalten auch durch weitere in der folgenden Zeit hinzugekommene Beobachtungen noch nicht übereinstimmend gedeutet werden [3]. Die Ergebnisse langfristiger und deswegen genügend sicher erscheinender Reihen gingen noch so weit auseinander, daß sie entweder keinerlei merkliche Temperatureffekte [4] oder nur wechselnde positive oder negative Korrelationen und Effekte von der Größenordnung einiger Promille je Grad Celsius erkennen ließen [5]. Das Fehlen einer befriedigenden Erklärung für das Zustandekommen des Temperatureffektes spielte bei der Beurteilung der ganzen Frage eine besondere Rolle: Es war schwer verständlich, weshalb eine örtlich so eng begrenzte Erscheinung wie die Außentemperatur am Boden die energiereichen Strahlen

aus dem Kosmos beeinflussen sollte. Diese Schwierigkeit wurde inzwischen prinzipiell behoben durch die Hypothese der radioaktiv zerfallenden Mesonen von Euler und Heisenberg [6] und die aus ihr gezogenen Folgerungen [7], zu deren Prüfung neues den heutigen Anforderungen entsprechendes Material erwünscht war.

Als einwandfrei können nur sehr ausgedehnte und möglichst zusammenhängende Beobachtungsreihen Verwendung finden. Da außerdem der gesuchte Temperatureinfluß einer der kleinsten Effekte ist, so wirken sich schon sehr geringe Störungen, wie sie z. B. bei ungepanzerten Ionisationskammern aufzutreten pflegen, recht nachteilig aus [5]. Je länger zudem solche Reihen durchzuführen sind, um so mehr erfordern sie bezüglich Kontinuität des Materials und Fernhaltens störender Einflüsse besonders experimentelle Kontrollen. Diese sind am besten durch den Gleichlauf mehrerer Apparaturen zu erzielen, vor allem durch Doppelanordnungen aus koinzidierenden Zählrohren. Mit ihnen lassen sich vorgebbare und gleichartige, selbst ungefilterte Strahlenbündel störungsfrei untersuchen, weil Nulleffekt und radioaktive Strahlen aus der Umgebung ohne Einfluß bleiben. Daher sind Abweichungen in den gleichzeitigen Angaben solcher Doppelapparaturen unmittelbar als instrumentelle Störungen zu deuten, vorausgesetzt, daß beide Anordnungen von der gleichen Himmelsfläche bestrahlt werden. Die Kontrolle läßt sich weiter dadurch verbessern, daß nach einer der Zählrohrtheorien von Tuwim [8] oder Janossy [9] die Prozentzahlen der Einzelwerte, etwa der Stundenwerte, berechnet werden, welche unter Berücksichtigung der statistischen Schwankungen vollen Gleichlauf ergeben müssen. Eine solche Untersuchung ist von Dittrich [10] für die in Dahlem laufenden Doppelapparaturen ausgeführt worden mit dem Ergebnis, daß bereits ihre Stundenwerte als recht zuverlässig gelten können, während große Hochdruckionisationsapparaturen manchmal erst einen Gleichlauf in den Monatsmitteln der Stundenwerte liefern [11]. Nach alledem erschien es aussichtsreich, die Beobachtungen mit solchen Doppelkoinzidenzapparaturen zu einer erneuten Untersuchung des Temperatureffekts zu verwerten.

Bearbeitet wurden $1^1/_2$jährige Registrierungen der Intensität vertikal einfallender Höhenstrahlen, die mit Zweifachkoinzidenz-Doppelapparaturen [12] über die Sonnenrotationen 1443—64 (14. 9. 1938 bis 30. 4. 1940) beobachtet worden waren. Unkorrigiert auf Luftdruck und Lufttemperatur wurden die Stundenwerte von 0—24 h zu Tagesmitteln und die acht 3-h-Mittel von 0—3 h, 3—6 h usw. zur Darstellung des Tagesverlaufs zusammengestellt und mit den entsprechenden Mitteln der Außenlufttemperatur, des Barometerstandes und der erdmagnetischen Nord-Süd- (X-) bzw. Vertikalkomponente (Z) korreliert. Die Tagesmittel jeder Doppelapparatur beziehen sich auf rund 200000, die 3-h-Mittel auf 5 bis 10000000 Koinzidenzen. Um einen Vergleich zum Verhalten ausgeprägter, in den ersten Höhenkilometern entstehender Sekundärstrahlen zu gewinnen, kamen außerdem gleichzeitige Registrierungen gekoppelter Höhenstrahlen [13] oder der großen Luftschauer [14] zur Bearbeitung, deren Ergebnisse vorerst noch als vorläufig zu bewerten sind. Sie wurden mit einer Dreifachkoinzidenz-Dreiecksanordnung [15] in horizontaler Lage der Zählrohrachsen bei je 5 m Abstand der Mitten der drei Rohre voneinander gewonnen, und ebenfalls unkorrigiert auf Luftdruck und Lufttemperatur wie oben zu Tages- und 3-h-Mitteln zusammengefaßt. Sämtliche Mittel beziehen sich auf Greenwichzeit (MEZ —1 h), um sie ungeändert für Korrelationen mit den magnetischen Elementen verwenden zu können; aus gleichem Grunde wurden 3-h-Werte für den Tagesverlauf gewählt. Sie passen sich damit den für 3 h gültigen Potsdamer erdmagnetischen Kennziffern [16] an. Die Überlassung des erdmagnetischen Materials verdanke ich Herrn Professor Bartels und seinen Mitarbeitern vom Geophysikalischen Institut Potsdam. Die meteorologischen Daten wurden aus den eigenen Registrierungen des Instituts für Höhenstrahlenforschung gewonnen, die ebenso wie die Strahlungsstärke von Stunde zu Stunde aus den Aufzeichnungen geeichter und dauernd kontrollierter Baro- und Thermographen entnommen wurden.

Soweit bekannt, unterliegt die Intensität der Höhenstrahlung meteorologischen und erdmagnetischen Einflüssen gleichzeitig, so daß Mehrfachkorrelationen zur Bearbeitung der Beobachtungen anzuwenden sind. Von meteorologischen Elementen kommen nach allgemeiner Ansicht nur der starke Luftdruck- sowie der hier zur Erörterung stehende Außentemperatureffekt in Betracht. Andere meteorologische Elemente, selbst wenn sie, wie Wasserdampfdruck und Feuchte, eine gewisse Korrelation zur Strahlungsintensität aufweisen, werden wohl nur indirekt durch ihre enge Beziehung zur Außentemperatur wirksam. Auch dürfte ihr direkter Einfluß physikalisch sehr wenig wahrscheinlich und, wenn wirklich vorhanden, nur sehr klein sein. Es sollen daher von meteorologischen Elementen nur Luftdruck- und Temperatureffekt im folgenden berücksichtigt werden.

Bezüglich der erdmagnetischen Einflüsse werden von Heß und Mitarbeitern [17] zwischen Horizontalintensität und Strahlung rein formal vier einzelne Effekte unterschieden: Der Sturmeffekt ME_1 pflegt mit $+0{,}057$ v. H./γ bei großen erdmagnetischen Stürmen aufzutreten, kann aber auch ab und zu ganz ausbleiben [18]. Da erdmagnetische Stürme nur gelegentlich vorkommen, sind ihre Einwirkungen durch Ausschluß der so gestörten Zeiten unschwer vermeidbar. Aus Tagesmitteln über

größere Zeiträume, etwa ein Jahr, wurde der Effekt $ME_2 = -0{,}02$ v. H./γ bei nur schwacher Korrelation beobachtet. Da ME_2 indessen über kürzere Zeiträume sowohl positiv wie negativ auftritt, so erscheint der Effekt an sich schon zweifelhaft. Besser gesichert durch die hohe Korrelation von $-0{,}90$ sollte der aus Stundenmitteln im Tagesgang abgeleitete gleich große Effekt $ME_3 = -0{,}02$ v. H./γ sein. Indessen bemerken dazu bereits die Verfasser: „Es ist aber vielleicht verfrüht, den täglichen Gang der Intensität ganz aus dem inversen Gang der Horizontalintensität erklären zu wollen." Ob dies überhaupt zulässig ist, dürfte nach folgendem noch zweifelhaft sein: Nach der Theorie der Ablenkung geladener Teilchen im erdmagnetischen Felde von Störmer sowie Lemaitre und Vallarta kann die Amplitude des täglichen Ganges der Strahlungsstärke unter 45^0 Breite nur $\pm 0{,}007$ v. H. der Gesamtionisation betragen. Dieser Berechnung Thompsons [19] steht der experimentelle Befund von Heß und Mitarbeitern mit etwa 30fach größerer Amplitude von $\pm 0{,}2$ v. H. gegenüber. Ferner verläuft der Tagesgang der Horizontalintensität in äquatorialen Gebieten zwischen $\pm 30^0$ entgegengesetzt zu höheren Breiten, also breitenabhängig, während der Tagesgang der Höhenstrahlung und sein Maximum um 13 h sowohl in den Tropen als auch in höheren Breiten unabhängig von der Breite erfolgt. Da ein solches Verhalten im Tagesverlauf mehr für das Überwiegen von Temperatureffekten spricht, so scheint auch ME_3 als wirklicher Magneteffekt im Sinne der Störmerschen Theorie wenig gesichert. Schließlich liefert das Verhalten zwischen Strahlung und Horizontalintensität aus Monatsmitteln in der von Heß und Mitarbeitern untersuchten Periode im jahreszeitlichen Gang den kräftigen Effekt $ME_4 = -0{,}1$ v. H./γ mit der hohen Korrelation von $-0{,}75$; indessen wird diesem ME_4 auf Grund berechtigster Zweifel bereits von den Verfassern selbst die Bedeutung eines reellen magnetischen Effekts abgesprochen. Mithin können dieser ME_4, ebenso nach Ausscheiden erdmagnetisch stark gestörter Tage auch ME_1 unberücksichtigt bleiben, so daß nur die beiden gleichen Effekte ME_2 und ME_3 zu beachten sind. Ihr Betrag von $-0{,}02$ v. H./γ erscheint allerdings auch noch reichlich hoch.

Wie weit eine solche Beschränkung das Material beschneidet, zeigt die auf etwa ein Jahr bezügliche Zahlentafel 1. In dieser sind für die Rotationen 1443—55 (14. 9. 38 bis 30. 8. 39) die 3-h-Werte der Potsdamer erdmagnetischen Kennziffern zu Tagessummen (ΣK_1) bzw. Tagesmitteln ($^1/_8 \Sigma K_1$) zusammengestellt. Für letztere wurden entsprechend der Definition von K_1 die maximalen Schwankungen von $^1/_8 \Sigma K_1$ in γ gebildet (Zeile 3) und die Anzahl der Tage für die in der Zahlentafel angeführten Bereiche ausgezählt (Zeile 4). Danach sind in der Zeit vom 14. 9. 38 bis 30. 8. 39, also rund in einem Jahre, magnetisch ruhig oder nur schwach gestört bis 20 γ 267

Zahlentafel 1

Anzahl der Tagessummen und Tagesmittel der Potsdamer erdmagnetischen Kennziffern K_1 für die Rotationen 1443 bis 1455 (14. 9. 38 bis 30. 8. 39)

Tagessumme ΣK_1	0–8	9–16	17–24	25–32	33–40	41–48
Tagesmittel $\Sigma K_1/8$	0–1	1–2	2–3	3–4	4–5	5–6
α in $\gamma = 10^{-5} T$	5	10	20	40	70	120
Anzahl der Tage	38	102	127	65	17	2
	267			82		
in v. H. von 351 Tagen	10,8	29,1	36,2	18,5	4,8	0,6
	76,1			23,2		0,6

bzw. 76 v. H. aller Tage, weitere 82 Tage bzw. 23 v. H. stärker gestört bis 70 γ und nur 2 Tage oder 0,6 v. H. mit Schwankungen bis zu 120 γ stark gestört. Rund $^3/_4$ des Materials dieser Zeitspanne, die noch recht nahe hinter dem Sonnenfleckenmaximum liegt, weist also bereits geringere erdmagnetische Schwankungen auf als die mittlere Amplitude im Tagesverlauf. Damit beträgt die Unsicherheit der Einzelwerte ohne Berücksichtigung des Magneteffekts nur einige Promille, so daß unter dieser Einschränkung im Jahresgang mit Dreifachkorrelationen zwischen Strahlung, Druck und Temperatur auszukommen ist, während im Tagesgang Vierfachkorrelationen wegen der erdmagnetischen Effekte anzusetzen sind.

Zur Übersicht über die vorliegenden Verhältnisse sind in Zahlentafel 2 unter den mittleren Werten der aus den Beobachtungen entnommenen Druck-, Temperatur- und Magneteffekte die mittleren Amplituden der entsprechenden Elemente im Tages- und Jahresverlauf eingetragen, darunter die Produkte von Effekt und Amplitude, also das Ausmaß des Effekts in v. H. der Strahlungsintensität und schließlich die Ausmaße in v. H. ihres größten Wertes.

Zahlentafel 2

Effekte, Amplituden und Ausmaße im Jahres- und Tagesverlauf

	Druck	Temperatur	Erdmagnetismus (X)
Jahresverlauf			
Effekt	-3 v. H./cmHg	$-0{,}11$ v. H./^{0}C	$-0{,}02$ v. H./γ
Amplitude	4 cm Hg	40^0C	25 γ
Ausmaß	-12 v. H.	-4.4 v. H.	$-0{,}50$ v. H.
in v. H.	100 v. H.	37 v. H.	4 v. H.
Tagesverlauf			
Effekt	-8 v. H./cmHg	$-0{,}08$ v. H./^{0}C	$-0{,}01$ v. H./γ
Amplitude	0,03 cm	5^0C	25 γ
Ausmaß	$-0{,}24$ v. H.	$-0{,}4$ v. H.	$-0{,}25$ v. H.
in v. H.	60 v. H.	100 v. H.	63 v. H.

Im Jahresverlauf überwiegt danach der Druckeffekt sowohl den Temperatur- wie den Magneteffekt, die nur 37 bzw. 4 v. H. des Ausmaßes des ersteren erreichen. Zur Bestimmung des Druck-

Zahlentafel 3

Rotationen	Datum	Apparatur Nr.	Anordnung		R_{th}	P_{th}	R_{it}	P_{it}
1443/54	14. 9. 38 ··· 3. 8. 39.	VI + VII	Vertikalstrahlen, frei	4 × (95;5)	−0,86	−3,05	−0,37	−0,11
1459/64	20. 11. 39 ··· 20. 4. 40	IV + V	Desgleichen	2 × (95;8) 2 × (95;4)	−0,86	−2,88	−0,21	−0,08
1459/63	20. 11. 39 ··· 2. 4. 40	XV + XVI	Vertikalstrahlen, 8 cm Pb zwischen 2. u. 3. Rohr	2 × (95;8) 2 × (95;4)	−0,84	−2,24	−0,35	−0,12
1459/63	20. 11. 39 ··· 2. 4. 40	XX	Vertikalstrahlen, 10 cm Fe über den Rohren	2 × (95;5)	−0,88	−2,09	−0,38	−0,11
1457/62	27. 9. 39 ··· 6. 3. 40	VI + VII	Vertikalstrahlen, 10 cm Pb über den Rohren	4 × (95;5)	−0,76	−2,06	−0,40	−0,15
1446/55	4. 12. 38 ··· 30. 8. 39	XIV	Gekoppelte Strahlen, Sternanordnung	3 × (95;5)	−0,44	−0,50	−0,25	−0,27

effekts ist also der Jahresverlauf besonders geeignet. Im Tagesverlauf liegen die Verhältnisse weniger günstig. Hier herrscht zwar der Temperatureffekt vor, aber Magnet- und Druckeffekte treten mit etwa 60 v. H. der Ausmaße sehr störend hinzu.

Jahresgang. Die Ergebnisse der Dreifachkorrelationen aus dem jahreszeitlichen Verlauf sind in Zahlentafel 3 zusammengestellt. Außer mit den ungepanzerten zylindrischen (VI und VII) und den konischen (IV und V) Doppelanordnungen wurde mit einer weiteren konischen Anordnung (XV und XVI) mit Bleizylinder (Durchmesser 8,0, Länge 100 cm) zwischen zweitem und drittem Rohr, sowie mit einer 10 × 10 × 140 cm Eisen (XX) und mit einer 10 × 10 × 130 cm Blei (VI und VII) über den Rohren gepanzerten Doppelanordnung während der angeführten Rotationen registriert. Die Zahlenangaben in der Zahlentafel unter „Anordnung" beziehen sich auf Anzahl und Abmessung der verwendeten Zählrohre, z. B. 4 × (95;5) bedeutet vier gleiche (zylindrische Anordnung) Zählrohre von 5 cm Durchmesser, 95 cm wirksamer Drahtlänge; 2 × (95;8) / 2 × (95;4) je zwei Rohre von 8 und 4 cm Durchmesser und 95 cm Länge (konische Anordnung).

Nach der Mesonenhypothese bestehen die ungefilterten Höhenstrahlen in Bodennähe aus einem Gemisch von etwa 75 v. H. Mesonen und 25 v. H. weichen Sekundärstrahlen, welch letztere durch 10 cm Blei abgefiltert werden können. Die Mesonen entstehen ihrerseits als Sekundäre beim Eindringen der Primärstrahlung in die Atmosphäre. Dabei setzen Euler und Heisenberg [6] voraus, daß sie die Sättigungsdicke immer nach Durchdringen von $^1/_{10}$ Atmosphäre erreichen, demnach in mittleren Höhen von etwa 16 bis 17 km. Messungen mit Ionisationskammern bei Ballonaufstiegen [21], sowie Koinzidenzmessungen der Vertikalstrahlung in Seehöhe mit Luftdruckkompensation [22], ferner Berechnungen aus Absorptionskoeffizienten und Luftdruckeffekt [23] ergeben zwar, wie auch von anderen Seiten [24, 25] inzwischen bestätigt werden konnte, erheblich niedrigere Gleichgewichtshöhen von 6 bis 9 km, indessen ist die mittlere freie Weglänge der Mesonen, also ihre Entstehungshöhe, noch immer so hoch über dem Erdboden anzusetzen, daß dort der Tagesgang der Bodenlufttemperatur keine direkten Einwirkungen mehr ausüben kann. Auf ihrem Wege durch die Luft werden die Mesonen überwiegend durch selbständigen Zerfall geschwächt. Ändert sich also die Höhenlage ihrer Gleichgewichtsschicht durch Luftdruck- bzw. Temperaturänderungen der Atmosphäre, so schwankt mit dieser Abstandsänderung die am Erdboden gemessene Intensität im entgegengesetzten Verlauf. Die beobachteten negativen Druck- und Temperatureffekte der Vertikalstrahlung im Jahresverlauf können also in diesem Sinne als Abstandseffekte gedeutet werden. Während aber beim Druckeffekt eine solche Verlagerung der Schichten, insbesondere der Höhenlage der Gleichgewichtsschicht ohne weiteres einleuchtet, ist ein entsprechender direkter Zusammenhang mit den Tagesmitteltemperaturen der bodennahen Luftschichten noch wenig geklärt. Ohne auf die physikalische Deutung eines solchen Verhaltens eingehen zu müssen, ergeben z. B. die jahreszeitlichen Schwankungen der Temperaturmonatsmittel in den höheren Atmosphärenschichten über Lindenberg aus den Jahren 1906 bis 1935 einen solchen Zusammenhang in den Monatsmitteln rein empirisch. In Abb. 1 sind diese nach Reger [26] für verschiedene Höhenlagen vom Boden bis 24 km eingetragen. Nicht ohne Überraschung wird man erkennen, wie sie in allen Höhenlagen genau gleichzeitig verlaufen, und wie gleichartig sie mit wenig verschiedenen Amplituden im Jahresgang schwanken. Danach ist ein entsprechendes, wenn auch nicht so hoch korreliertes Verhalten der Tagesmittel nicht mehr ausgeschlossen und kann zur Erklärung des Temperatureffektes als Abstandseffekt dienen.

Im übrigen liefern die Beobachtungen die gewohnten normalen und eindeutig negativen Werte

für den Luftdruckeffekt wie Ionisationskammern. Danach ist ein wesentlicher Unterschied zwischen den mit letzteren und mit koinzidierenden Zählrohren gemessenen Strahlen in bezug auf den Druckeffekt nicht nachweisbar. Die Korrelationen sind

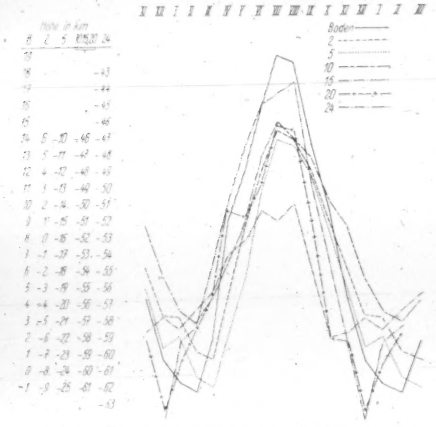


Abb. 1. Temperaturmonatsmittel über Lindenberg im jahreszeitlichen Verlauf aus den Beobachtungen 1906 ··· 1935

hoch, obwohl bzw. gerade weil das Material wegen Vernachlässigung stärkerer Magneteinflüsse um 25 v. H. verringert wurde. Die Übereinstimmung der Effekte ist gut, zylindrische (VI und VII), sowie konische Anordnungen (IV und V) liefern etwa gleiche numerische Werte. Etwa 3fach größere Beträge zeigen die gekoppelten, also ausgeprägte Sekundärstrahlen, deren Korrelationen sowie Effekte im übrigen sich ebenfalls entgegengesetzt zur Intensität, also in demselben Sinne wie die Vertikalstrahlen verhalten. Die Abnahme der Druckeffekte mit zunehmender Filterung bzw. Strahlenhärte spricht für Absorptionsvorgänge bei der weichen Komponente, also der sekundären Elektronen, die sich neben dem Abstandseffekt der harten Komponente bemerkbar machen. Die Differenz der Druckeffekte für ungefilterte und gefilterte Strahlung zeigt, daß etwa $^1/_3$ des Druckeffekts der ungefilterten Strahlung die weiche Komponente betrifft, während die übrigen $^2/_3$ sich auf die harten Strahlen beziehen. Da die weiche Komponente nur $^1/_4$ der Gesamtstrahlung ausmacht, so wäre der Druckeffekt einer 100 v. H. weichen Komponente mit dem 4fachen Betrag anzusetzen, und da die Mesonen als Primäre der weichen Komponente den hier nachgewiesenen Druckeffekt von etwa 2 v. H. zeigen, so wäre für eine ausgeprägte Sekundärstrahlung, wie die gekoppelten Strahlen, ein Druckeffekt in der Größenordnung von etwa — 6 v. H. cm Hg zu erwarten, während hier etwa als vorläufiges Ergebnis — 0,5 v. H. cm Hg gefunden wurden.

Die Temperatureffekte zeigen durchwegs geringere Korrelationen als die Druckeffekte. Aber selbst bei der starken Veränderlichkeit der Witterungsbedingungen im Jahresverlauf bleiben noch alle Temperatureffekte negativ. Dies Verhalten deutet darauf hin, daß für den Temperatureffekt im Jahresverlauf nicht die Witterungsverhältnisse in Bodennähe, sondern die in der Gleichgewichtshöhe der Mesonen maßgeblich sind. Ebenso weist die mit zunehmender Filterung der Strahlung hervortretende leichte Zunahme der Temperaturkorrelationen und -effekte auf die führende Rolle der harten Komponente und damit auf die für Mesonen gültigen Zerfalls- bzw. Abstandseffekte hin. Im entsprechenden Sinne, jedoch umgekehrt, zeigt das Verhalten der gekoppelten Strahlen, daß bei ihnen die Korrelation infolge Überwiegens der weichen Strahlen geringer und der Effekt aus gleichem Grunde ebenfalls verhältnismäßig niedriger als zu erwarten ausfällt. Von weiteren Einzelheiten abgesehen, kann daher zusammenfassend gesagt werden, daß im Jahresgang sowohl Druck wie Temperatur eindeutig negative Koeffizienten und Effekte sowohl für 10 cm Eisen wie für 8 und 10 cm Blei gefilterte Vertikal- als auch für ungefilterte Vertikal- und gekoppelte Strahlen zeigen, und daß die Effekte als Abstandseffekte im Sinne der Mesonenhypothese gedeutet werden können.

Tagesgang. Das gleiche Material wurde sodann zu mittleren Tagesgängen der Intensität verarbeitet und Mehrfachkorrelationen unterworfen, deren Ergebnisse für gefilterte sowie ungefilterte Vertikal- und für gekoppelte Strahlen über die angeführten Rotationen in Zahlentafel 4 zum Vergleich mit den aus dem Jahresverlauf erhaltenen Druck- und Temperaturkorrelationen sowie Effekten eingetragen sind.

Es fällt sofort auf, daß der Tagesgang positive und von der Filterung stark abhängige Korrelationen und Effekte mit der Temperatur ergibt. Ihre numerischen Werte werden um so größer, je mehr die weiche Komponente im Gemisch hervortritt, wobei sehr hohe Korrelationen bis 0,94 erreicht werden. Abhängigkeit von der Filterung, die bereits auch im Jahresverlauf angedeutet war, betrifft Vorgänge an der weichen Komponente, die sich mithin in den bodennahen Atmosphärenschichten abspielen müssen. Eine Erklärung als Abstandseffekt ist wegen der deutlichen Filterwirkung kaum anzunehmen. Sie müßte auch wegen der positiven Effekte die Entstehungshöhe der Mesonen in die Schichten verlegen, die entgegengesetzt zum Tagesverlauf der Bodentemperatur in ihrer Höhenlage schwanken. Dies würden nach theoretischen Überlegungen, z. B. von Pekeris [27], Schichten über 30 km Höhe sein, die doch sehr hoch für die mittlere Reichweite der zum Boden gelangenden Mesonen sind. Vielleicht läßt

Zahlentafel 4

Korrelationen und Effekte für Druck- und Temperatur aus Tages- und Jahresgang

Rotationen 1443/64	Aus Tagesverlauf				Aus Jahresverlauf			
	R_{tb}	P_{tb} v. H./cm Hg	R_{tt}	P_{tt} v. H./°C	R_{tb}	P_{tb} v. H./cm Hg	R_{tt}	P_{tt} v. H./°C
Gefilterte Vertikalstrahlen, Rott. 1458···64	− 0,70	−7,44	+ 0,78	+ 0,93	− 0,85	− 2,19	− 0,59	− 0,11
Ungefilterte Vertikalstrahlen, Rott. 1443···55	− 0,93	− 8,00	+ 0,94	+ 0,08	− 0,86	− 2,98	− 0,37	− 0,09
Gekoppelte Strahlen, Rott. 1446···64	− 0,13	− 54	+ 0,70	+ 0,9	− 0,47	− 0,5	− 0,25	− 0,27

sich der gleichsinnige Verlauf mit der Temperatur durch eine Art Absorptionswirkung auf die weiche Komponente erklären, etwa in der Weise, daß erhöhte Bodentemperatur geringere Dichte der betreffenden erdnahen Schichten, größere Reichweite der Sekundären in ihnen und damit stärkere Gesamtintensität, also gleichsinniges Verhalten bedingen. Dann aber muß man annehmen, daß der Temperatureffekt aus zwei entgegengesetzt verlaufenden Effekten, dem negativen Abstandseffekt, wie er aus dem Jahresverlauf hervorgeht, und dem positiven Absorptionseffekt, der im Tagesgang überwiegt, zusammengesetzt ist. Er wäre also abhängig einerseits von der Temperatur am Boden und andrerseits von der Temperatur, welche die Höhe der Gleichgewichtsschicht der Mesonen bedingt. Da aber letztere Temperatur nicht besonders eng mit der am Boden korrelierte zu sein braucht, so wird dadurch die viel schwächere Korrelation zur Bodentemperatur im Jahresgang verständlich, ebenso umgekehrt die hohe Korrelation im Tagesverlauf, deren hoher Betrag besonders für die obige Deutung spricht. Da meteorologische Beobachtungen über die Verlagerung der für die Mesonen in Betracht kommenden hohen Atmosphärenschichten im Tagesverlauf kaum vorliegen, so kann im einzelnen über den Anteil der beiden, den Temperatureffekt bedingenden Komponenten nichts Sicheres ausgesagt werden. Sollte der Abstandseffekt voll wirksam sein, so würde sich der für die weichen Strahlen in Betracht kommende Absorptionseffekt aus der Differenz der gefilterten Strahlen zu etwa + 0,14 v. H./° C, der ungefilterten zu + 0,17 v. H./° C, also nahezu gleich ergeben.

Ähnlich liegen die Verhältnisse beim Druckeffekt, nur daß die zusätzlichen Wirkungen durch die Druckschwankungen im Tagesgang im gleichen Sinne wie im Jahresverlauf erfolgen und somit größere negative Druckeffekte als bei diesem ergeben. Die zusätzliche Wirkung würde hier ungefähr − 5 v. H./cm Hg betragen in Übereinstimmung mit früheren Überlegungen über den Druckeffekt der weichen Komponente.

Die Untersuchungen wurden z. T. mit Leihgaben der Deutschen Forschungsgemeinschaft ausgeführt, welche auch für die umfangreichen Rechenarbeiten besondere Mittel bereitstellte, wofür an dieser Stelle ebenfalls gedankt sei.

Schrifttum

[1] G. Hoffmann, ZS. f. Phys. **69** (1931), 703.
[2] W. Messerschmidt, ZS. f. Phys. **78** (1932), 668; Phys. ZS. **33** (1932), 233.
[3] Literatur hierzu bei R. Steinmaurer, Erg. kosm. Phys. **3** (1938), 38.
[4] Z. B. S. E. Forbush, Terr. Magn. **42** (1937), 1; Phys. Rev. **51** (1937), 1005.
[5] R. Steinmaurer u. H. Graziadei, Berliner Ber. **22** (1933), 672.
[6] H. Euler u. W. Heisenberg, Erg. d. exakt. Naturwiss. **17** (1938), 1.
[7] Z. B. P. M. S. Blackett, Phys. Rev. **54** (1938), 973; Nature **142** (1938), 169, 912; W. Kolhörster u. I. Matthes, Phys. ZS. **40** (1939), 142, 617.
[8] L. Tuwim, Berliner Ber. **23** (1931), 830.
[9] L. Janossy, ZS. f. Phys. **99** (1936), 369; **104** (1936), 68.
[10] W. W. Dittrich, Phys. ZS. **41** (1940), 256.
[11] E. Regener u. W. Rau, Naturwissensch. **27** (1939), 803.
[12] W. Kolhörster, Naturwissensch. **26** (1938), 159, 218.
[13] W. Kolhörster, I. Matthes, E. Weber, Naturwissensch. **26** (1938), 576; K. Schmeiser u. W. Bothe, Naturwissensch. **25** (1937), 669; Ann. d. Phys. **32** (1938), 161.
[14] P. Auger u. R. Maze, C. R. **207** (1938), 228.
[15] W. Kolhörster, Phys. ZS. **40** (1939), 488.
[16] J. Bartels, ZS. f. Geophys. **14** (1938), 68.
[17] Victor F. Heß, A. Demmelmair u. R. Steinmaurer, Wiener Ber. IIa **147** (1938), 80.
[18] S. E. Forbush, Terr. Magn. **43** (1938), 203; F. Göttlicher u. W. W. Dittrich, Phys. ZS. **41** (1940), 402; Niel F. Beardsley, Phys. Rev. **57** (1940), 336.
[19] J. L. Thompson, Phys. Rev. **50** (1936), 869.
[20] B. F. J. Schonland, B. Delatizky u. J. Gaskell, Terr. Magn **42** (1937), 137.
[21] W. Kolhörster u. I. Matthes, Phys. ZS. **40** (1939), 142.
[22] W. Kolhörster u. I. Matthes, Phys. ZS. **40** (1939), 617.
[23] Henri D. Rathgeber, Naturwissensch. **26** (1938), 842.
[24] B. Rossi, H. van Norman Hilberry u. J. Barton Hoag, Phys. Rev. **56** (1939), 837; **57** (1940), 461.
[25] W. M. Nielsen, C. M. Ryerson, L. W. Nordheim u. K. Z. Morgan, Phys. Rev. **57** (1940), 158.
[26] J. Reger, Beitr. z. Phys. d. fr. Atm. **23** (1936), 195.
[27] C. L. Pekeris, Proc. Roy. Soc. London **158** (1937), 650.

(Eingegangen am 7. September 1940)

Die Absorptionskurve der Ultrastrahlung in Blei unter 1000 m WÄ. (Wasseräquivalent)

von J. Barnóthy und M. Forró, Budapest

(Mitteilung aus dem Institut für Experimentalphysik der Universität Budapest)

Mit 3 Abbildungen im Text

Inhalt: Beschreibung der Versuchsanordnung. Messung der Absorption der Strahlung in Blei bis 92,5 cm Dicke in 957 m WÄ.-Tiefe und bis zu 82 cm Bleidicke in 941 m WÄ.-Tiefe mit 70 cm Holzschicht über der Apparatur. Theoretische Deutung der Ergebnisse.

Seit einigen Jahren führen wir in den Kohlenbergwerken von Dorog Absorptionsmessungen der Ultrastrahlung aus. Die Apparatur ist in Stollen aus Ziegelmauerwerk von 2 m innerem Durchmesser aufgestellt, die in stark wasserhaltigem, grauem Mergel von 2,3 spezifischem Gewicht liegen. Die verwendete 3fach-Koinzidenzapparatur mit je 2 parallel geschalteten Röhren von 4 cm Durchmesser und 100 cm Länge besitzt ein Auflösungsvermögen von $1{,}4 \cdot 10^{-6}$ s; so daß zufällige Koinzidenzen nicht berücksichtigt werden brauchen. Entsprechende Einrichtungen sorgen, daß Heiz- und Anodenspannung der Elektronenröhren sich auch bei Spannungsschwankungen und Strompausen des Netzes nicht ändert. Die Registrierung erfolgt gleichzeitig mit einem Chronoskop und einem Zählwerk, welches zweitägig abgelesen wird. Die Versuchsanordnungen, Absorberdicke usw. werden alle 14 Tage verändert und gleichzeitig die Apparatur kontrolliert. Wegen der in so großen Tiefen herrschenden kleinen Intensität der Ultrastrahlung (ungefähr ein 6000-tel der Intensität in Meereshöhe) werden täglich nur 4 bis 5 Koinzidenzen registriert; so daß zur Ausmessung einer Absorptionskurve mehrere tausend Meßstunden erforderlich sind.

Abb. 1 zeigt das Ergebnis einer 1938 in 957 m WÄ.-Tiefe ausgeführten Meßreihe von 4000 Meßstunden[1]). Bei dieser Meßreihe lag über dem obersten Rohr eine 2,5 cm dicke Bleischicht und unmittelbar darüber das 65 cm dicke Ziegelmauerwerk des Stollens. Zwischen den Zählröhren konnte als Absorber Blei bis zu 92,5 cm Dicke angebracht werden. Die ersten 50 cm Blei wurden zwischen die unteren zwei Zählröhren, die weiteren 42,5 cm Blei zwischen die zwei oberen Zählröhren gelegt.

Bekanntlich fällt die Intensität der Ultrastrahlung bei Absorptionsmessungen in Meereshöhe oder in kleinen Tiefen mit zunehmender Absorberdicke zuerst — bis etwa 15 cm Pb — schnell, später langsamer ab. Der anfängliche, steile Abfall ist auch in der Absorptionskurve in 957 m WÄ.-Tiefe vorhanden. Bei größerer Bleidicke setzt jedoch, wie auf Abb. 1 ersichtlich, hier ein Wiederanstieg der Intensität ein. Eine Abnahme der Intensität ist nur dann wieder zu beobachten, wenn auch zwischen die zwei oberen Zählrohre Blei gelegt wird (von 50 auf 60 cm Pb); aber auch in diesem Falle scheint die Intensität später mit wachsender Dicke der oberen Bleischicht wieder anzusteigen.

Qualitativ kann diese eigenartige Absorptionskurve so erklärt werden, daß in großen Tiefen nur eine nicht ionisierende, durchdringende Strahlung vorhanden ist[2]), die im Mergel oder in dem Ziegelmauerwerk über der Apparatur ionisierende Sekundärstrahlen von ungefähr 10 cm Pb Reichweite und im Bleiabsorber solche von 25 cm Pb Reichweite auslöst und mit Hilfe dieser Sekundärstrahlen die Zählröhren zum Ansprechen bringt[3]). Aus der Größe der Reichweiten der Sekundärstrahlen folgt, daß sie Mesonen sein dürften. Der anfänglich

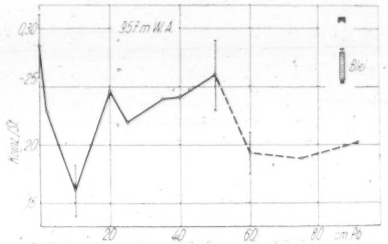


Abb. 1. Absorptionskurve der Ultrastrahlung in Blei in 957 m WÄ.-Tiefe.

Die vertikalen Linien geben den wahrscheinlichen Fehler des Meßpunktes an. Bleischicht bis 50 cm nur zwischen mittlerem und unterem Zählrohr; von da an auch zwischen mittlerem und oberem Zählrohr (in der Kurve gestrichelt ausgezogen)

starke Intensitätsabfall entspricht der Absorption der Sekundärstrahlung aus dem Mergel und dem Ziegelmauerwerk. Liegen mehr als 10 cm Pb zwischen den unteren Röhren, so können diese Sekundären nur die oberen zwei Zählrohre erreichen, während das unterste Zählrohr, durch einen ionisierenden Sekundärstrahl aus der über dem Zählrohr liegenden Bleischicht zum Ansprechen gebracht werden kann. Mit wachsender Bleidicke steigt die Auslösewahrscheinlichkeit eines Sekundärstrahles aus der Bleischicht an, womit auch die Wahrscheinlichkeit der Auslösung einer Koinzidenz durch die nicht ionisierende, durchdringende Strahlung zunimmt. Die Intensität steigt nun so lange an, bis die Bleidicke gleich der durchschnittlichen Reichweite der Sekundärstrahlen wird. Im Falle, daß auch zwischen den oberen zwei Röhren ein Bleiabsorber von mindestens 10 cm Dicke liegt, können die ionisierenden Sekun-

[1]) J. Barnóthy u. M. Forró, Phys. Rev. **55** (1939), 870.

[2]) J. Barnóthy u. M. Forró, ZS. f. Phys. **104** (1937), 744.

[3]) J. Barnóthy u. M. Forró, Phys. Rev. **55** (1939), 870; J. Barnóthy, ZS. f. Phys. **115** (1940), 140.

ärstrahlen aus dem Mergel und dem Ziegelmauerwerk über der Apparatur nur mehr das oberste Rohr erreichen. Die Sekundärstrahlen aus der oberen Bleischicht können das unterste Zählrohr nicht erreichen, da sie in der unteren 50 cm dicken Bleischicht stecken bleiben. Zur Koinzidenzauslösung sind jetzt drei Sekundärstrahlen: ein Strahl aus dem Mergel und Ziegelmauerwerk und je einer aus der oberen bzw. aus der unteren Bleischicht erforderlich. Die Intensität fällt auch jetzt anfangs, entsprechend der Absorption der Sekundärstrahlen aus dem Mergel und Ziegelmauerwerk, stark ab, um sodann ähnlich wie früher — entsprechend der wachsenden Auslösewahrscheinlichkeit eines Sekundärstrahles aus der oberen Bleischicht, mit zunehmender Bleidicke wieder anzusteigen.

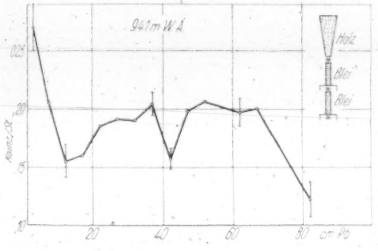


Abb. 2. Absorptionskurve der Ultrastrahlung in Blei in 951 m WÄ.
Tiefe unter 70 cm Holzschicht. Die vertikalen Linien geben den wahrscheinlichen Fehler des Meßpunktes an

Abb. 2 zeigt das Ergebnis einer in 941 m WÄ.-Tiefe seit 1939 fortlaufend ausgeführten Meßreihe von 7000 Meßstunden. Der Unterschied gegenüber der vorigen Meßanordnung besteht darin, daß jetzt über dem obersten Rohr anstatt der 2,5 cm dicken Bleischicht eine 70 cm dicke Holzschicht lag und der zwischengelegte Bleiabsorber immer gleichzeitig an beiden Stellen, also zwischen unterem und mittlerem, und zwischen mittlerem und oberem Rohr in gleicher Dicke angebracht war.

Auch bei dieser Absorptionskurve ist das Intensitätsminimum bei 10 cm Pb gut ausgeprägt vorhanden. Des weiteren ist aber ein zweiter, und zwar sehr steiler Abfall und Wiederanstieg zwischen 37 und 47 cm Pb zu bemerken. Die Existenz des ersten Intensitätsminimums bei 10 cm Pb scheint uns durch die zwei, an verschiedenen Stellen des Bergwerkes, mit großem Zeitabstand ausgeführten Messungen bewiesen zu sein. Um auch die Realität des zweiten Intensitätsminimums bei 42 cm Pb sicherzustellen, haben wir die Absorptionskurve zwischen 32 und 62 cm Pb mehrmals durchgemessen. Wie aus Abb. 3 ersichtlich, zeigen alle drei Messungen übereinstimmend das starke Absinken der Intensität bei 42 cm Pb. Die einzelnen bei 37, 42 und 62 cm Pb liegenden Meßpunkte stimmen innerhalb des jeweiligen wahrscheinlichen Fehlers überein; hierbei ist zu beachten, daß z. B. bei 42 cm Pb der Zeitunterschied zwischen der ersten und letzten Messung 8 Monate beträgt.

Auch diese Absorptionskurve kann durch die Annahme erklärt werden, daß eine nicht ionisierende durchdringende Strahlung in dem Bleiabsorber zwischen den Zählröhren ionisierende Sekundärstrahlen von 25 cm Pb Reichweite auslöst. Der Berechnung nach wären zwei Maxima — ein kleineres bei 25 cm Pb und ein zweites höheres bei 50 cm Pb — mit einem dazwischen liegenden flachen Minimum zu erwarten. Der scharfe Intensitätsabfall von 37 cm Pb auf 42 cm Pb ist jedoch hiermit allein nicht erklärbar. Zu seiner Erklärung müßte noch

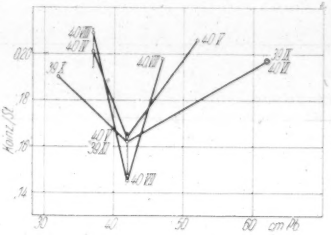


Abb. 3. Intensitätsminimum bei 42 cm Pb mit den Zeitangaben der einzelnen Messungen

weiterhin angenommen werden, daß in der über der Apparatur liegenden Holzschicht eine ionisierende Sekundärstrahlung von genau 40 cm Pb Reichweite ausgelöst wird. Man könnte eventuell, da das Holz verhältnismäßig viele H-Kerne enthält, an Protonen denken. Dies würde auch den Intensitätsabfall bei 82 cm Pb erklären.

Zusammenfassung

Werden in 1000 m WÄ.-Tiefe zwischen die Zählröhren einer Koinzidenzanordnung Bleischichten verschiedener Dicke gelegt, so zeigt die Absorptionskurve der Ultrastrahlung, je nach den Versuchsbedingungen, ein oder mehrere scharf ausgeprägte Minima und Maxima. Diese Erscheinung ist so zu erklären, daß in mehr als 500 m WÄ.-Tiefen nur noch eine — wahrscheinlich aus Neutrinos oder Neutronen bestehende — Komponente der Ultrastrahlung durchdringt, die in dem über der Apparatur liegenden Mergel und in der Ziegelschicht sowie im Bleiabsorber ionisierende Sekundärstrahlen von 10 bzw. 25 cm Pb Reichweite auslöst, die wahrscheinlich Mesonen sind; aus der über der Apparatur liegenden Holzschicht werden Sekundärstrahlen von 40 cm Pb Reichweite ausgelöst, die aus Protonen bestehen dürften.

Die zur Ausführung der Messungen bereitgestellten Mittel verdanken wir der Széchenyi-Gesellschaft zur Förderung der Wissenschaften, dem Landessenat für Naturwissenschaften und der Ungarischen Akademie der Wissenschaften. Herrn Oberbergbaurat Dr. S. Schmidt, Herrn Direktor K. Roth, Herrn Oberaufsichtsrat Ö. Kompolthy, sowie den Ingenieuren im Doroger Bergwerk der Salgótarjáner Kohlenbergwerk-A.G. danken wir herzlichst für die Unterstützung bei der Ausführung der Messungen.

(Eingegangen am 19. September 1940)

Der Vortrag von R. W. Pohl, Göttingen, **„Vorführung eines Versuches zur Interferenz divergierender Lichtbündel zwecks Ersatz des Fresnelschen Spiegelversuches"** wird auf Wunsch von Herrn Prof. Pohl im Tagungsheft nicht veröffentlicht; es wird auf die Veröffentlichungen in „Naturwissenschaften" **28** (1940), 585, und der „Physikalischen Zeitschrift" **41** (1940), 408, hingewiesen. Die Redaktion.

Neue Erscheinungen der Physiologischen Optik[1])

Von E. Gehrcke, Berlin-Charlottenburg.

(Mitteilung aus der Physikalisch-Technischen Reichsanstalt)

Mit 12 Abbildungen im Text

Inhalt. Es werden neue Versuchsanordnungen angegeben, die zeigen, daß Tiefen- und Größensehen sowohl beim zwei- wie beim einäugigen Sehen gekoppelt sind. Andere Sehreize verstärken bzw. schwächen diese Erscheinungen.

Die meisten optischen Geräte haben im Strahlengang einen wichtigen Teil, der nicht zur eigentlichen Physik gehörend gerechnet wird: Das Auge. Es ist unvermeidlich, dessen Funktionen ebenso zu berücksichtigen, wie die anderer Teile im Strahlengang. Die Erscheinungen, welche im folgenden beschrieben werden, kennzeichnen nicht den Strahlengang des Lichts im Augapfel, auch nicht die Vorgänge auf der Netzhaut, sie liegen vielmehr dahinter. Es läßt sich bisher nur wenig über die physikalischen und chemischen Vorgänge aussagen, welche sich dabei abspielen. Fürs erste müssen wir uns damit begnügen, die Teilerscheinungen aufzuklären, zu ordnen und ihre gegenseitigen Beziehungen festzustellen.

[1]) Vgl. ZS. f. Arbeitspsychologie, Jahrgang 1940. Erscheint demnächst.

1. Vier gleichgroße, weiße Kreisscheiben stehen in grader Linie übereinander auf dunklem Hintergrund, wie Abb. 1a in natürlicher Größe zeigt; vier weitere Kreisscheiben, deren Linie etwas schräg steht, sind gemäß Abb. 1b angeordnet. Die Entfernung von a bis b ist der Augenabstand, also rund 6,5 cm. Abb. 1 betrachtet man derart, daß a nur vom linken, b nur vom rechten Auge gesehen wird, was z. B. mit Hilfe eines auf die Abb. 1 aufgesetzten Stereoskops geschehen kann. Die beiden Anordnungen a und b verschmelzen dann zu einer einzigen Wahrnehmung von vier stufenförmig nach hinten angeordneten, weißen Kreisen, und zwar sind die oberen, mit der größten Konvergenz, am weitesten vorn, die untersten, mit der kleinsten Konvergenz, am weitesten hinten, die beiden mittleren stehen entsprechend dazwischen. Ferner zeigen die vorderen Kreise eine geringere Größe als die hinteren, die mittleren eine mittlere Größe! Mit dem bekannten stereoskopischen Tiefensehen ist also hier ein Größensehen gekoppelt, und beide sind durch nichts anderes als die verschiedenen Konvergenzwinkel der beiden Augen erzeugt. Wir haben hier keine verschiedenen Reize auf den beiden Augen, es sind nur die Konvergenzwinkel verschieden. Die Verschmelzung zu einer einzigen Wahrnehmung betätigt mithin sowohl das Sehen von Tiefe wie das von Größe.

Diese Erscheinungen, wie auch die im folgenden beschriebenen, lassen sich auch einem größeren Zuhörerkreise vorführen. Man benötigt hierzu entweder einer Zweifarbenbildwerfung (z. B. Abb. 1a rot, Abb. 1b grün), die der Zuschauer mit einer Rotgrünbrille betrachtet. Oder aber man verwendet polarisiertes Licht und betrachtet mit einer geeigneten Polarisationsbrille. Bei Vorführung der hier beschriebenen Erscheinungen auf der Kriegstagung der Deutschen Physiker am 1. 9. 1940 in Berlin konnte dieses Verfahren, dank der Unterstützung durch die Firmen Zeiß-Ikon in Dresden, Zeiß-Jena und des Laboratoriums Wetthauer der Physikalisch-Technischen Reichsanstalt angewendet

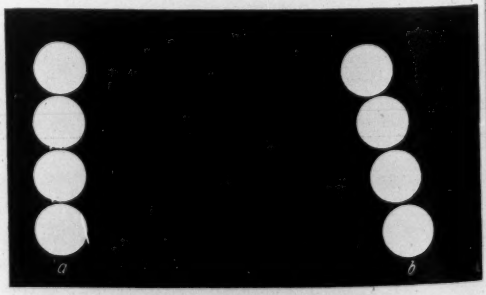


Abb. 1. Der vordere weiße Kreis erscheint kleiner, der hintere größer

werden, und ich möchte den Genannten auch an dieser Stelle hierfür meinen verbindlichsten Dank aussprechen.

Die Erscheinungen sind unabhängig von der Farbe, was man leicht durch Vorhalten eines Farb-

Abb. 2. Der vordere schwarze Kreis erscheint kleiner, der hintere größer

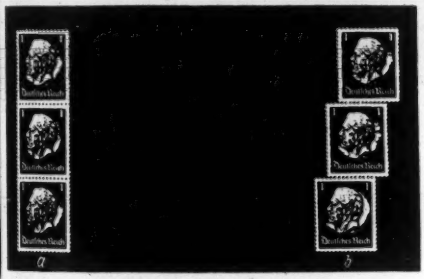


Abb. 3. Die vordere Marke erscheint kleiner, die hintere größer

glases feststellen kann. Auch schwarze Kreise auf hellem Hintergrund zeigen die gleichen Erscheinungen, wie aus Abb. 2 hervorgeht.

2. Eine andere Anordnung ist in Abb. 3 wiedergegeben. Hier zeigen die stereoskopisch vereinigten, in verschiedenen Tiefen gesehenen Briefmarkenbilder a und b ebenfalls verschiedene Größen, mitsamt aller Einzelheiten, Zahlen, Buchstaben usw. Es werden also nicht nur leere Felder wie in Abb. 1 und 2, sondern auch alle Einzelheiten unverzerrt in bestimmter Tiefe und Größe gesehen, selbst bei solchen Gegenständen wie den Marken, von denen man genau weiß, daß sie untereinander genau gleich groß sind.

3. Den Einfluß von Momenten, die die einfache Wahrnehmung stören, zeigen die Abb. 4 bis 6. In

Abb. 4. Das vordere i erscheint kleiner als das hintere

Abb. 4 sind die Buchstaben i bei ihrer stereoskopischen Vereinigung ebenso in Tiefe und Größe verschieden wie die Gegenstände der Abb. 1 bis 3. In Abb. 5 aber sind die Buchstaben iiiiii angeordnet, und hier sehen manche Versuchspersonen die einzelnen Horizontalreihen weniger verschieden hinsichtlich der Größe und Tiefe, als dies in Abb. 4 der Fall ist. Auch die Unterschiede bei dem Text der Abb. 6 werden als gering aufgefaßt, und die meisten Versuchspersonen nahmen den Text so auf, wie sein Wortlaut ist. Hieraus folgt, daß die Tiefen- und Größenwahrnehmungen durch Belasten mit den höheren Tätigkeiten des Lesens und Denkens gestört werden, wobei individuelle Verschiedenheiten unter den Versuchspersonen vorkommen.

4. Abb. 7 zeigt, wie andere Gegenstände, hier Ringe, genau nach Maßgabe der Konvergenzen nach Tiefe und Größe aufgefaßt werden: es erscheint

Abb. 5. Die Reihe der vorderen i erscheint kaum kleiner als die hintere

sowohl der Durchmesser der Ringe wie ihre Dicke als von der Tiefe abhängig.

5. Die Konvergenzen können als Reiz für die Betätigung des Tiefen- und Größensehens durch andere Reize ersetzt werden, wie z. B. durch geeignete

Strichzeichnungen. In Abb. 8 ist ein aus 5 gleichen Rhomben gebildetes Muster dargestellt. Hier wird sowohl die Tiefen- wie die Größenwahrnehmung gereizt, ohne daß die beiden Augen verschieden gereizt würden oder die Konvergenzwinkel verschieden wären. Man kann die Abb. 8 auf sehr verschiedene Weise auffassen: als ebene Gestalt, oder räumlich in der Weise, daß der mittlere Rhombus vorn zu stehen scheint und die beiden unteren wie auch die oberen sich nach hinten zu erstrecken scheinen, endlich kann man den mittleren Rhombus mit

Die Zeilen stehen	Die Zeilen stehen
verschieden tief,	verschieden tief,
aber die Größe	aber die Größe
der Buchstaben	der Buchstaben
ist fast gleich.	ist fast gleich.

Abb. 6. Der Text erscheint meistens so wie er lautet

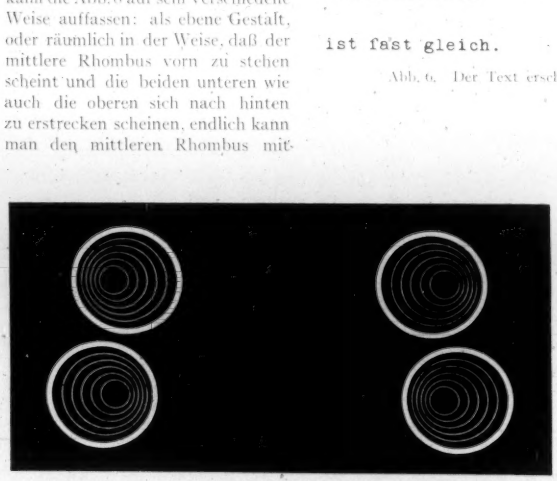


Abb. 7. Der vordere starke Ring erscheint kleiner und dünner als der hintere

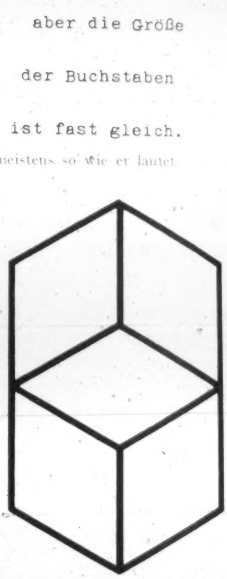


Abb. 8. Tiefen- und Größensehen ohne Konvergenzunterschiede

zwei anderen zusammen als Würfel auffassen, dessen mittlere Kante vorn steht, wobei zwei verschiedene Möglichkeiten vorhanden sind. Dabei wird der mittlere Rhombus perspektivisch als verzerrtes Quadrat gesehen: es sieht so aus, als ob das Quadrat nach hinten ausgezogen wäre, so daß der von den beiden hinteren Kanten eingeschlossene Winkel weniger stumpf erscheint als der Winkel zwischen den beiden vorderen Kanten. Anders ausgedrückt: die hinteren Kanten des mittleren Rhombus erscheinen verlängert. Wir haben also auch in diesem Falle, in welchem keine Unterschiede der Konvergenzwinkel beider Augen mitwirken, sowohl eine Betätigung des Tiefen- wie des Größensehens. Als Reiz ist nur die Gestalt der Rhomben anzusehen, die in Quadrate umgedeutet werden.

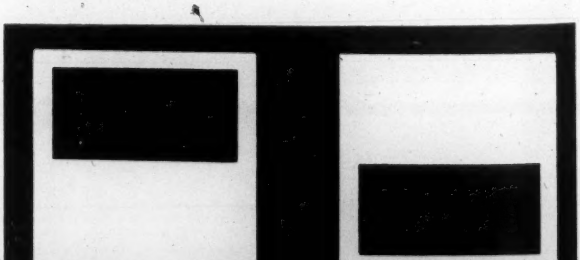


Abb. 9. Glanz als Tiefenreiz

6. Als Reiz des Tiefensehens kann auch der „Glanz" dienen, der durch Verschmelzung der verschiedenen Helligkeitsempfindungen beider Augen entsteht. Dafür ist Abb. 9 ein Beispiel: hier sieht man das obere und das untere Rechteck glänzend, aber nicht in gleichen Ebenen; welche Ebene vorn und hinten ist, wechselt im Laufe der Betrachtung.

Auch verschiedener Farbenreiz auf beiden Augen kann zur Entstehung von Tiefenreizen dienen.

7. Addiert man verschiedene Reize, die einzeln ein Tiefensehen bewirken, so wird das Tiefensehen verstärkt. Dies geht aus Abb. 10 hervor. Hier sah keine meiner Versuchspersonen das Ganze in ein und derselben Ebene, so wie es in Abb. 8 möglich war, immer sah man in Abb. 10 räumliche Gestalten, und zwar dieselben, welche oben unter Nr. 5 behandelt waren. Die Auffassungen im „Wettstreit der Sehfelder" schwanken mit einer Periode von rund 10 s in unregelmäßiger Folge. Gleichzeitig schwanken damit auch die verschiedenen Größen der hinteren Kanten des mittleren Rhombus.

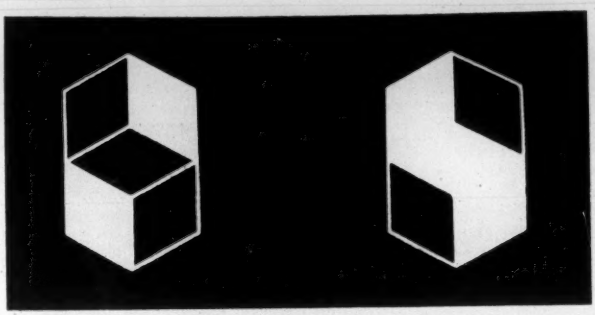


Abb. 10. Addition zweier Reize des Tiefensehens

8. Wenn man die Abb. 8 mit sich selbst vervielfacht, wie es in Abb. 11 der Fall ist, so beobachtet man besonders deutlich die vorher beschriebenen räumlichen Gestalten, zu denen noch neue hinzutreten, wie auch ihr periodisches Schwanken. Durch Hinzufügen von Glanz wird auch hier wieder der räumliche Eindruck verstärkt. Dies zeigt Abb. 12, wo man bei der stereoskopischen Verschmelzung in den mittleren Feldern, die Glanz haben, im Vergleich zu den Randteilen des Bildes die Verstärkung des räumlichen Eindruckes erkennen kann.

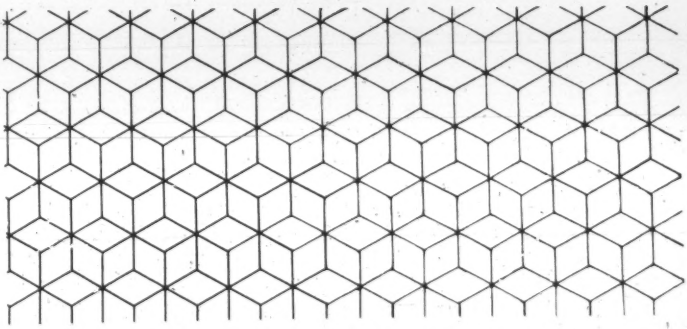


Abb. 11. Verschiedene Gestalten und ihr Schwanken

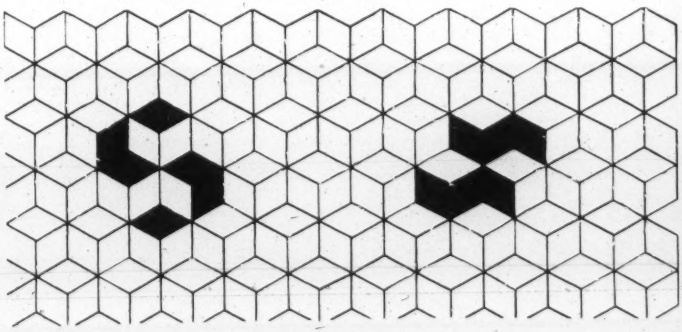


Abb. 12. Addition der Reize bewirkt verstärktes Tiefensehen

(Eingegangen am 15. September 1940)

Abstandssignale

Von E. Lau, Berlin

Mit 5 Abbildungen im Text

Inhalt. Durch hintereinandergestellte Gitter entstehen Überlagerungsstreifen, aus deren Zahl oder Richtung die Entfernung eines Beobachters von den Gittern ermittelt werden kann.

Der Ausgangspunkt für die Entwicklung der folgenden Abstandssignale ist die bekannte Erscheinung, daß bei Betrachtung zweier hintereinanderliegender Zäune geometrische Überlagerungsstreifen sichtbar werden, die viel deutlicher und größer sind als die einzelnen Zaunpfähle. In Abb. 1 sind zwei genau gleichartige und parallele Gitter G_1 und G_2 gezeichnet, und man erkennt unschwer, daß

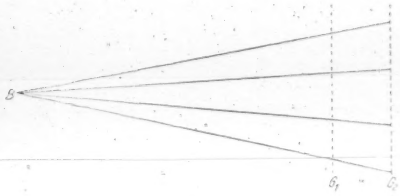


Abb. 1. Entstehung der Überlagerungsstreifen

von dem Beobachter B aus dunkle Streifen an den Stellen auftreten müssen, wo er die Gitterstriche des hinteren Gitters in den Zwischenräumen des vorderen Gitters erblickt. Diese Streifen liegen im Unendlichen, denn die Lage dieser Streifen ist von bestimmten, durch die Gitterkonstanten festliegenden Richtungen definiert. Nähert man sich diesen Gittern, so entstehen eine größere Anzahl von solchen geometrischen Überlagerungsstreifen, entfernt man sich, so werden sie weniger. Bewegt man den Kopf, so gehen diese Streifen stets mit, sie wandern mit wie ein ferner Stern oder Mond.

Es sei hier zunächst auf eine interessante psychologische Erscheinung der Größenwahrnehmung hingewiesen. Nähert man sich dem Gitter, so kann man leicht feststellen, daß die Streifen scheinbar schmaler und enger werden, während doch das Bild auf der Netzhaut die Streifen in konstantem Abstand ergeben muß. Die Gitter selber, deren Bild auf der Netzhaut mit dem Abstand sich verändert, scheinen dagegen annähernd die gleiche Größe zu behalten. Besonders drastisch treten diese Erscheinungen auf, wenn man enge Raster als Gitter verwendet. Die einzelnen Rasterstriche werden dann vom Auge nicht mehr aufgelöst, man sieht nur die Überlagerungsstreifen. Diese sind scheinbar in der Nähe sehr eng und schmal, während sie aus großer Ferne unter Umständen sehr breit werden, da ja von einer bestimmten Entfernung an ein einzelner Streifen das ganze Raster ausfüllt.

Die Zahl der Streifen auf einem gegebenen Raster ist umgekehrt proportional der Entfernung. Sie ist ferner proportional der Zahl der Gitterstriche und dem Abstand der beiden Gitter voneinander.

Die Zahl der Streifen bleibt konstant, wenn man sich auf einer den Gittern parallelen Ebene bewegt. Bei schräger Aufsicht ist nämlich der scheinbare Abstand der Gitter b' in demselben Maße größer wie die Entfernung a' größer wird als a (Abb. 2). Es ist also $a : a' = b : b'$. Die Zunahme der Streifenzahl, die sich aus der

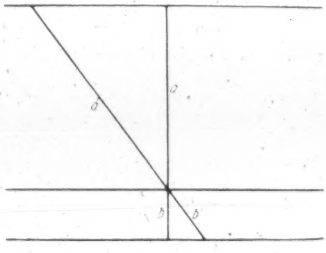


Abb. 2. Bei Bewegung des Beobachters parallel zur Gitterebene bleibt die Streifenzahl erhalten

scheinbaren Vergrößerung des Abstandes der Gitter für die Blickrichtung a' ergibt, wird also genau ausgeglichen durch die Verringerung der Zahl, die dem größeren Abstand des Beobachters, der in Richtung von a' blickt, entspricht.

Will man bei dieser Anordnung den Abstand des Beobachters von der Gitterebene bestimmen, so ist es nötig, die Streifen zu zählen. Dies kann unter Umständen auf Schwierigkeiten stoßen, wenn die Zahl der Streifen groß wird. Es läßt sich nun ein Weg beschreiten, der das Zählen unnötig macht und die Abstandsmessung durch eine Winkelablesung ermöglicht.

Denkt man sich beide Gitter aus senkrechten Stäben bestehend, die Stäbe des vorderen seien jedoch in der Mitte durchschnitten und in horizontaler Richtung um einen halben Strichabstand gegeneinander versetzt, so wird man zwei Überlagerungsstreifensysteme erkennen, und zwar derart, daß das eine Streifensystem stets einen dunklen Streifen zeigt, wo das andere einen hellen Streifen hat. Verbindet man nun die Mittelpunkte der beiden Streifen (Abb. 3) miteinander, so erhält man schräge Striche. Befindet man sich in der Nähe der Gitter, so werden diese Striche ziemlich steil und zahlreich (Abb. 3a) sein, begibt man sich in eine größere Entfernung, so wird nach obigem die Zahl der Streifen kleiner, und da ihre Ausdehnung in vertikaler Richtung entsprechend der Bildverkleinerung des Gitters

geringer wird, werden die Verbindungslinien schräger (Abb. 3b). Die Größe dieses Winkels gibt also ein unmittelbares Maß für das Verhältnis des Abstandes der Überlagerungsstreifen zu der Sehgröße des Gitters. Die Drehung errechnet sich aus folgender Formel: $\operatorname{tg}\gamma = \frac{e}{b}$, wobei b die Bildgröße des Gitters auf der Netzhaut ist und e eine aus der Art der Gitter sich ergebende Konstante. Da die Bildgröße des Gitters umgekehrt proportional der Entfernung a ist, ist die Entfernung a proportional dem Tangens des Drehwinkels. Eine verschiedene Schrägheit des Überlagerungsstreifens tritt nun, wie in unserem Gedankenexperiment, tatsächlich auf, wenn man die Gitterstäbe des einen Gitters etwas schräg gegen die Gitterstäbe des anderen stellt, während die Gitterebene parallel bleibt.

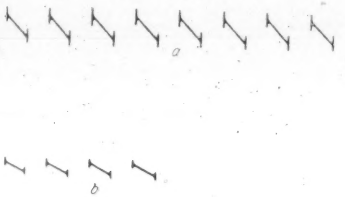


Abb. 3. Drehung der Streifen bei Abstandsänderung des Beobachters

Eine rechteckige Ausführung des Gerätes scheint besonders brauchbar, weil sich infolge der Tangensfunktion eine proportionale Eichung der Entfernungsskala ergibt. In Abb. 4a bis d sind Ablesungen für 5, 20, 40 und 80 m wiedergegeben; als Drehpunkt ist hierbei die linke untere Ecke anzusehen. In diesem Fall sind die Rasterstriche horizontal angeordnet zu denken.

Man kann sich die Drehung der Streifen auch in anderer Weise deutlich machen. Legt man, wie in Abb. 5a, zwei Raster unmittelbar übereinander und gibt den Rasterstrichen des einen eine kleine Drehung, so erscheinen Überlagerungsstreifen, die nahezu senkrecht zu den Gitterstrichen entstehen. Dies entspricht dem Fall, daß zwei Gitter einen kleinen Abstand gegeneinander haben, der Beobachter sich jedoch im Unendlichen befindet. Nähert sich dagegen der Beobachter den Gittern, so erscheint das nähere Gitter auf der Netzhaut größer als das fernere. Es tritt dann wie in Abb. 5b eine Schrägstellung der Streifen auf. Hier ist nämlich die Gitterkonstante des einzelnen Gitters kleiner als die des anderen.

Diese Darstellung ist besonders übersichtlich zur Erklärung der Erscheinungen, die auftreten, wenn man die Gitterkonstante der beiden Gitter von vornherein etwas verschieden wählt. Macht man das dem Beschauer zugewandte Gitter etwas enger, so wird bereits in einer geringeren Entfernung (der „Brennpunktsentfernung") ein Bild entstehen, wie es sonst bei gleichartigen Gittern erst im Unendlichen auftritt. Es ist das diejenige Entfernung, von der man das hintere Gitter als Schattenbild des vorderen Gitters wahrnimmt. Geht man von dieser Entfernung an das Gitter herab, so werden dann alle Erscheinungen auftreten, wie sie bei gleichartigen Gittern auf dem Wege vom Unendlichen bis in die Nähe auftreten. Entfernt man sich aber weiter, so wird nunmehr das hintere Gitter auf der Netzhaut größer abgebildet als das vordere Gitter. Wenn sich also bis

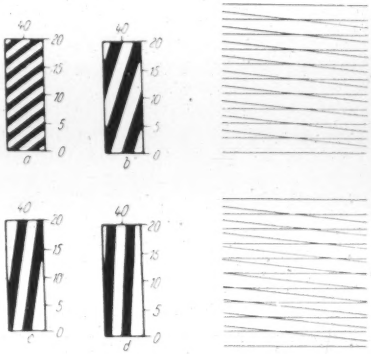


Abb. 4. Beispiel eines Abstandsmessers bei verschiedenen Entfernungen

Abb. 5. Überlagerungsstreifen schräggestellter Gitter bei verschiedenen Gitterkonstanten

zu der Brennpunktsentfernung die Streifen um 90° gedreht haben, so drehen sie sich dann noch weiter, und man kann so Drehungen bis zu insgesamt nahezu 180° im Unendlichen erreichen.

Es ist selbstverständlich, daß die geometrischen Überlagerungsstreifen durch Beugungsstreifen verändert werden, wenn man enge Rasterplatten verwendet. In der Tat zeigen zwei hintereinandergestellte Raster bei verschiedenen Abständen voneinander ganz verschiedene optische Erscheinungen. Bei Beleuchtung mit weißem Licht treten zum Teil sehr schöne farbige Muster auf, bei monochromatischem Licht dagegen verschwinden in bestimmten Stellungen der Raster die Streifen vollständig (Minimumstellen). Dies geschieht allerdings nur dann, wenn die Raster so geteilt sind, daß die lichtdurchlässigen Öffnungen ebenso groß sind wie die Schattenstreifen. Macht man z. B. bei der dem Beobachter ferneren Rasterplatte die lichtdurchlässigen Öffnungen schmaler als die Schattenstreifen, so treten bei Minimumstellen die doppelte Zahl gleich heller äquidistanter Streifen auf, als es bei rein geometrischen Überlagerungsstreifen zu erwarten wäre. Die Abstände der beiden Raster, an denen die

charakteristischen Minima auftreten, verhalten sich wie 1 : 3 : 5 : 7 usw. Die Differenz der Abstände der Raster bei zwei benachbarten Minimis ist proportional dem Quadrat der Gitterkonstanten a und umgekehrt proportional der Wellenlänge des verwendeten Lichtes. A also $= \frac{a^2}{\lambda}$.

Aus der genauen Diskussion der Erscheinung ergibt sich, daß sich an den Minimastellen das Beugungslicht gerade in die Winkel legt, die von den geometrischen Überlagerungsstreifen freigelassen werden. Die Tatsache, daß vollständige Minima auftreten, entspricht dem bekannten Gesetz, daß die Summe des gebeugten Lichts gleich der Intensität der Nullordnung eines Spektrums ist.

Eine genauere Darstellung der Beugungserscheinungen ist in Vorbereitung, sie wird in Gemeinschaft mit Herrn Dr. Theodor Müller, der an diesen Untersuchungen beteiligt ist, verfaßt werden.

Zusammenfassung

1. Die bei parallelen Gittern gleicher Gitterkonstante entstehenden Überlagerungsstreifen liegen im Unendlichen.

2. Ihre Zahl ist umgekehrt proportional der Entfernung.

3. Liegen die Gitter in parallelen Ebenen, haben aber die Gitterstriche einen kleinen Winkel gegeneinander, so entstehen Überlagerungsstreifen, die bei verschiedenen Entfernungen eines Beobachters verschiedene Richtungen haben, und zwar ist der Tangens des Drehwinkels dieser Streifen proportional der Entfernung.

4. Verwendet man Gitter mit etwas verschiedenen Gitterkonstanten, so läßt sich eine Drehung der Streifen bis nahezu 180° bei großen Entfernungen erreichen.

5. Einige bei der Anordnung auftretende Beugungserscheinungen werden geschildert.

(Eingegangen am 15. Oktober 1940)

Der Schallstrahlungsdruck in Flüssigkeiten und Gasen im Zusammenhang mit der Zustandsgleichung

Von G. Hertz, Berlin-Siemensstadt

(Mitteilung aus dem Forschungslaboratorium II der Siemens-Werke)

Mit 5 Abbildungen im Text

Inhalt. Der Rayleighsche und der Langevinsche Schallstrahlungsdruck. — Die beobachteten Drucke als zeitliche Mittelwerte. — Konstruktion der Druckverteilung an einer Welle. — Der Zusammenhang mit der Zustandsgleichung. — Stehende Wellen. — Der Schallstrahlungsdruck bei Ultraschall in Flüssigkeiten.

Die Überlegungen, über welche im folgenden berichtet werden soll, bringen gegenüber der mathematischen Theorie des Schallstrahlungsdruckes[1]) keine neuen Erkenntnisse. Sie sind aus dem Wunsch heraus entstanden, ein soweit wie möglich anschauliches Bild von den Vorgängen zu erhalten, welche zu den Erscheinungen des Schallstrahlungsdruckes führen. Unter Schallstrahlungsdruck werden in der Literatur zwei verschiedene Größen verstanden. Sie seien an dem in Abb. 1 dargestellten Gedankenexperiment erläutert[2]). In dem Rohre R mögen von links nach rechts ebene Schallwellen in der Richtung der Achse fortschreiten und auf den Schall absorbierenden oder reflektierenden Kolben K auftreffen. Im Ruhezustand sei p_0 der Druck des den Schall tragenden Mediums. Ferner bezeichnen wir den auf den Kolben ausgeübten Druck mit p_K und den auf die Seitenwand des Rohres ausgeübten

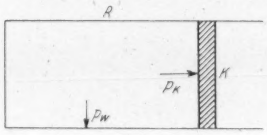


Abb. 1. Zur Definition des Schallstrahlungsdrucks

Druck p_W. Während des Schallvorganges sind diese drei Drucke im allgemeinen verschieden. Die von Rayleigh[3]) als Schallstrahlungsdruck bezeichnete Größe ist die Differenz $p_K - p_0$, also die Differenz zwischen dem Druck auf den Kolben und dem Druck, welchen das Medium bei gleicher mittlerer Dichte im Ruhezustand haben würde. Langevin[4]) dagegen hat die Differenz $p_K - p_W$ behandelt, und diese ist es, welche nach den üblichen Experimenten als Schallstrahlungsdruck gemessen wird. Bei derartigen Experimenten handelt es sich allerdings, ebenso wie bei der Langevinschen Theorie, nicht um die Fortpflanzung von Schallwellen innerhalb eines geschlossenen Rohres. Es wird vielmehr in der Regel die Differenz gemessen zwischen dem Druck auf einen Kolben und dem Druck an einem Punkte des Mediums, an welchem dieses sich in Ruhe befindet. Daß letzterer Druck mit dem Drucke p_W in unserem Gedankenexperiment übereinstimmt, läßt sich durch nähere Untersuchungen zeigen[5]). Für den Rayleighschen Schallstrahlungsdruck ergibt die Theorie je nach der Zustandsgleichung des Mediums einen verschiedenen Wert. So ergibt sich z. B. bei Zugrundelegung der Gleichung für die adiabatischen Zustandsänderungen eines idealen

[1]) Vgl. hierzu G. Richter, ZS. f. Phys. **115** (1940), 97.

[2]) Nach G. Hertz u. H. Mende, ZS. f. Phys. **114** (1939), 354.

[3]) Lord Rayleigh, Phil. Mag. **3** (1902), 338; **10** (1905), 364.

[4]) M. P. Langevin, vgl. P. Biquard, Rev. d'Acoustique **1** (1932), 93; **2** (1933), 315.

[5]) G. Richter, a. a. O.

Gases der Wert $\frac{\varkappa+1}{2}E$, wobei E die Energiedichte im Schallfelde und $\varkappa$ das Verhältnis der spezifischen Wärmen bedeutet. Für eine elastische Flüssigkeit dagegen ergibt sich für den Rayleighschen Schallstrahlungsdruck der Wert Null. Der Langevinschen Schallstrahlungsdruck dagegen ist unabhängig von der Zustandsgleichung des Mediums stets gleich der Energiedichte.

Was wir als Druck auf den Kolben bzw. auf die Wand beobachten, ist der zeitliche Mittelwert des in dem Medium herrschenden Druckes, und wir wollen verstehen, warum wir hierfür am Kolben einen anderen Wert erhalten als an der Wand und warum sich diese beiden Mittelwerte von dem Werte p_0 unterscheiden. Wir betrachten zunächst nur den Fall des absorbierenden Kolbens, weil in diesem Falle keine stehenden Wellen auftreten. Eine absorbierende Fläche können wir ersetzen durch eine Fläche, welche eine Schwingungsbewegung ausführt, welche genau mit derjenigen eines Teilchens des Mediums übereinstimmt, welche dies an der betreffenden Stelle ausführen würde, wenn die Welle sich ungestört weiter ausbreitete. Eine in dieser Weise schwingende Wand nimmt nämlich die gesamte durch die Welle zugeführte Leistung auf, ohne die Welle irgendwie zu stören. Zur Bildung des zeitlichen Mittelwertes des Druckes an der absorbierenden Wand haben wir uns daher mit einem Teilchen mitbewegt zu denken und den zeitlichen Mittelwert des jeweils am Orte dieses Teilchens herrschenden Druckes zu bilden. Wir bezeichnen den Druck in einem bestimmten Raumpunkt mit p, den Druck am Orte eines bestimmten Teilchens dagegen mit p^*. Bezeichnen wir die Bildung eines zeitlichen Mittelwertes durch Überstreichung, so ist der Druck auf den Kolben $p_K = \bar{p}^*$. Den Wert des Druckes auf die Seitenwand dagegen erhalten wir einfach dadurch, daß wir den Mittelwert des Druckes an einem bestimmten festen Raumpunkt bilden. Er ist also $p_W = \bar{p}$.

Wir wollen nunmehr den Druckverlauf in einer fortschreitenden Schallwelle graphisch darstellen, und zwar wollen wir über derselben Achse sowohl p^* als auch p auftragen. Wie bezeichnen mit a die Abszisse desjenigen Punktes, an welchem ein bestimmtes Teilchen seine Ruhelage hat, mit x dagegen die Abszisse desjenigen Punktes, an welchem das Teilchen sich gerade befindet. Die Entfernung des Teilchens aus der Ruhelage ist dann $s = x - a$. Nehmen wir an, daß die Schallwelle durch eine eine Sinusschwingung ausführende Wand, etwa die Oberfläche eines schwingenden Quarzes, ausgesandt wird, so wissen wir, daß jedes Teilchen eine gleichartige, nur in der Phase verschobene, Sinusschwingung ausführt. Es ist daher s als Funktion von a bekannt. Das spezifische Volumen am Orte des betrachteten Teilchens ist dann gegeben durch $v = v_0\left(1 + \frac{\partial s}{\partial a}\right)$, wo v_0 das spezifische Volumen im Ruhezustand ist. Ist z. B. $s = A\cos\omega\left(t - \frac{a}{c}\right)$, so ist

$$v = v_0\left[1 + \frac{A\,\omega}{c}\sin\omega\left(t - \frac{a}{c}\right)\right].$$

Da sich aus dem spezifischen Volumen mit Hilfe der Zustandsgleichung der Druck ergibt, so sind wir nunmehr in der Lage, p^* als Funktion von a zu berechnen. In Abb. 2 ist dies für den Fall des Boyleschen Gesetzes geschehen. p^* als Funktion von a ist durch die strichpunktierte Linie dargestellt. Durch eine einfache Konstruktion können wir nunmehr auch die Kurve für p als Funktion von x erhalten. Da ein bestimmtes Teilchen um den Betrag s aus seiner Ruhelage verschoben ist,

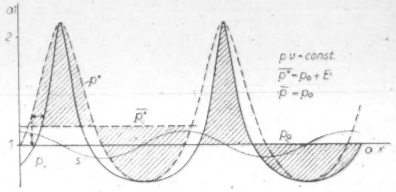


Abb. 2. Druckverlauf in einer Schallwelle im Falle des Boyleschen Gesetzes

so brauchen wir nur jeden Punkt der p^*-Kurve um den zugehörigen Wert der Verschiebung s in der Richtung der x-Achse zu verschieben, um einen Punkt der p-Kurve zu erhalten. Diese Konstruktion ist in der Abb. ebenfalls angedeutet. Die erhaltene p-Kurve ist durch die ausgezogene Kurve dargestellt. Wir können nunmehr die gesuchten Mittelwerte für p und p^* ohne weiteres aus der Abbildung ablesen. Da es sich um eine fortschreitende Welle handelt, sind die zeitlichen Mittelwerte nämlich gleich den räumlichen Mittelwerten, und wir haben daher nur diejenigen horizontalen Geraden aufzusuchen, welche die p- bzw. die p^*-Kurve in zwei flächengleiche Teile teilen. Dies ist in der Abbildung geschehen und man erkennt, daß der Mittelwert von p^* größer ist als p_0 und daß für den speziellen Fall der Boyleschen Zustandsgleichung $\bar{p} = p_0$ ist. Die Differenz $\bar{p}^* - \bar{p}$ stellt den Langevinschen Schallstrahlungsdruck dar, seinem Betrage nach ist er, wie die Rechnung zeigt, gleich der Energiedichte. In Abb. 3 ist die gleiche Konstruktion für die der adiabatischen Zustandsänderung eines idealen Gases entsprechende Zustandsgleichung ausgeführt. Man erkennt auch hier wieder die große Differenz zwischen $\bar{p}^*$ und p_0 und weiterhin, daß in diesem Falle auch $\bar{p}$ größer ist als p_0. In einem wirklichen Gase wird also nicht

nur der Druck auf den Kolben, sondern auch der Druck auf die Seitenwand gegenüber dem Ruhedruck erhöht sein, letzterer aber um einen wesentlich geringeren Betrag, so daß die Differenz zwischen diesen beiden Drucken wieder gleich der Energiedichte ist. Ein

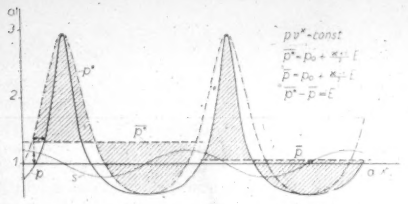


Abb. 3. Druckverlauf bei adiabatischen Zustandsänderungen eines idealen Gases

wesentlich anderes Bild zeigt Abb. 4, in welcher die gleiche Konstruktion für eine elastische Flüssigkeit durchgeführt ist. Hierbei ist eine Zustandsgleichung der Form $v - v_0 = -k\, v_0 (p - p_0)$ zugrunde gelegt, wobei k die Kompressibilität der Flüssigkeit bedeutet. In diesem Falle ergibt sich für $p^* - p_0$ als Funktion von a eine Sinuskurve und infolgedessen ist $\bar{p}^* = p_0$. Der Rayleighsche Schallstrahlungsdruck verschwindet also. Der Druck auf die Seitenwand dagegen ist auch hier um den Betrag der Energiedichte gegenüber $\bar{p}^*$ und damit auch gegenüber p_0 erniedrigt.

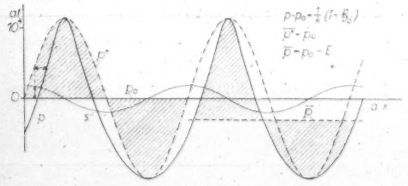


Abb. 4. Druckverlauf in einer elastischen Flüssigkeit

Die Betrachtung der Abbildungen läßt als Grund für die Verschiedenheit von $\bar{p}^*$ und $\bar{p}$ und damit für das Auftreten des Langevinschen Schallstrahlungsdruckes die Verzerrung der p-Kurve gegenüber und p^*-Kurve erkennen. Durch die angegebene Konstruktion der p-Kurve aus der p^*-Kurve werden nämlich stets, unabhängig von der Form der Zustandsgleichung, die Wellenberge verengert, die Wellentäler dagegen verbreitert, und infolgedessen wird der Mittelwert erniedrigt. Die Ursache für das Auftreten des Rayleighschen Schallstrahlungsdruckes $\bar{p}^* - p_0$ läßt sich ebenfalls aus den Abbildungen ablesen. Im Falle der elastischen Flüssigkeit (Abb. 3) mit linearem Zusammenhang zwischen Druck und spezifischem Volumen ist die Kurve für $p^* - p_0$ eine Sinuskurve, und es ist daher $\bar{p}^* = p_0$. Bei anderen Zustandsgleichungen dagegen weicht die Form der p^*-Kurve von der Sinuskurve ab. Bei Gasen ist die Druckerhöhung bei einer Verminderung des spezifischen Volumens größer als die Druckerniedrigung bei einer gleich großen Vergrößerung des spezifischen Volumens. Hierdurch werden die Wellenberge der $(p^* - p_0)$-Kurve gegenüber der Sinuskurve erhöht, die Wellentäler dagegen verflacht, und damit ergibt sich für p^* ein Mittelwert größer als p_0. Daß diese Erhöhung von der Art der Zustandsgleichung abhängig ist, ist nach dem Vorstehenden selbstverständlich. Die quantitative Form der Abhängigkeit ist natürlich nur durch die exakte Berechnung zu erhalten.

Die bisherigen Überlegungen beschränken sich auf die fortschreitende Schallwelle. Der Fall einer stehenden Welle läßt sich in vollkommen analoger Weise behandeln. Er ist nur insofern etwas verwickelter, als zur Berechnung des Druckes auf die

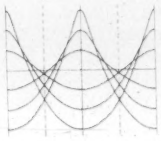


Abb. 5. Verlauf des Druckes auf die Seitenwand in verschiedenen Phasen einer stehenden Welle

Seitenwand nicht nur ein zeitliches, sondern auch ein räumliches Mittel gebildet werden muß. Man hat für verschiedene Phasen der stehenden Welle die p^*- und die p-Kurve zu zeichnen und kann dann die Verteilung des Mittelwertes des Druckes in dem Gebiet zwischen Schwingungsknoten und Schwingungsbauch ermitteln. In Abb. 5 ist nach G. Hertz und H. Mende der Druck für eine stehende Welle in einer elastischen Flüssigkeit als Funktion des Ortes für verschiedene Phasen gezeichnet. Man kann daraus ablesen, daß der zeitliche Mittelwert des Druckes im Schwingungsbauch gegenüber dem Schwingungsknoten erniedrigt ist. Der Druck auf den Kolben stimmt mit dem Druck in einem Schwingungsknoten überein.

Die hier dargelegten Zusammenhänge sind von besonderem Interesse im Hinblick auf die Erscheinungen des Schallstrahlungsdruckes, wie sie bei Ultraschallversuchen in Flüssigkeiten beobachtet werden. Da in elastischen Flüssigkeiten der Rayleighsche Schallstrahlungsdruck verschwindet, so sind die beobachteten Wirkungen nicht auf eine an der reflektierenden oder absorbierenden Fläche auftretende Druckwirkung zurückzuführen. Es ist vielmehr an der Grenze des Schallstrahles gegen die ruhende Flüssigkeit das Gleichgewicht gestört, da der quer zur Fortpflanzungsrichtung des Schalles wirkende Druck gegenüber dem Druck der umliegenden ruhenden Flüssigkeit erniedrigt ist. Infolgedessen

strömt nunmehr Flüssigkeit von außen in das von Schall durchsetzte Gebiet ein, bis darin die Dichte und damit der Druck so weit erhöht ist, daß das Gleichgewicht wieder hergestellt ist. Infolgedessen ist nunmehr auch der Druck auf den Kolben angestiegen, und dieser Druckanstieg wird als Schallstrahlungsdruck beobachtet. Auch der bei Auftreffen eines Schallstrahles auf eine Flüssigkeitsoberfläche auftretende Sprudel ist hiernach nicht durch einen auf die Oberfläche wirkenden Schallstrahlungsdruck bedingt, sondern durch die an der Grenze des Schallstrahles gegen die ruhende Flüssigkeit auftretenden Kräfte. Diese Auffassung wird experimentell durch einige von G. Hertz und H. Mende[6]) beschriebene Versuche über die beim Durchtritt eines Schallstrahles durch die Grenze zwischen zwei Flüssigkeiten auftretenden Kräftewirkungen bestätigt. (Einige dieser Versuche wurden gelegentlich des Vortrages vorgeführt.)

[6]) G. Hertz u. H. Mende, a. a. O.

(Eingegangen am 18. September 1940)

Die kosmische Häufigkeit der leichten Elemente

Von A. Unsöld, Kiel

(Mitteilung aus dem Institut für theoretische Physik der Universität Kiel)

Mit 1 Abbildung im Text

Inhalt. 1. Einleitung: Kernprozesse und Häufigkeitsverteilung der Elemente. 2. Die Gabelung der Spektralsequenz bei den Wolf-Rayet-Sternen (W_N bzw. W_C) und bei den kühlen Sternen (K—M bzw. R—N). — 3. Neue Methoden zur quantitativen Spektralanalyse der Sterne. Anwendung auf den BO-Stern τ Scorpii. 4. Einige weitere Konsequenzen unserer Untersuchung.

1. Einleitung: Kernprozesse und Häufigkeitsverteilung der Elemente

Entsprechend dem heutigen Stande der Kernphysik ist nach H. Bethe[1]) und C. F. v. Weizsäcker[2]) anzunehmen, daß die Energieerzeugung im Inneren der Sterne der Hauptsequenz durch eine zyklische Reaktionskette unter Beteiligung von C und N erfolgt. Dabei werden im Schlußeffekt je 4 Protonen und 2 Elektronen zu einem α-Teilchen vereinigt, während C und N die Rolle eines Katalysators spielen. Die Häufigkeit von C_{12} bzw. N_{14} sollte also (wie bei radioaktivem Gleichgewicht) den — temperaturabhängigen — Halbwertszeiten der entsprechenden Teilreaktionen proportional sein.

Im Gegensatz dazu kann die Häufigkeitsverteilung der schwereren Elemente mit $Z \geqslant 8$ durch 2 Kernprozesse bei Temperaturen der Größenordnung bis $3 \cdot 10^7$ Grad nicht wesentlich beeinflußt werden.

2. Die Gabelung der Spektralsequenz bei den Wolf-Rayet-Sternen (W_N bzw. W_C) und bei den kühlen Sternen (K—M bzw. R—N)

Unter den in der Einleitung dargelegten Gesichtspunkten betrachtet, erscheinen zunächst zwei wohlbekannte Beobachtungsergebnisse der Astrophysik in neuem Licht.

a) C. S. Beals[3]) hat gezeigt, daß bei den Wolf-Rayet-Sternen die Sequenz der Spektraltypen in zwei Züge aufgespalten werden muß. Betrachten wir Sterne gleicher Anregungsstärke (erschlossen aus dem Intensitätsverhältnis He II : He I), so zeichnet sich die eine Gruppe von Sternen durch besondere Stärke der Linien des Stickstoffs aus, während die Linien von Kohlenstoff und Sauerstoff fehlen. In der anderen Gruppe (W_C) herrschen die Kohlenstofflinien vor; Sauerstoff ist ebenfalls meist vertreten, während die Stickstofflinien ganz schwach sind oder fehlen. Wenn wir auch zur Zeit noch nicht imstande sind, Unterschiede im inneren Aufbau dieser beiden Sterngruppen zu präzisieren, so liegt es doch sehr nahe, ihre augenfälligen spektralen Unterschiede mit dem Bethe-v. Weizsäcker-Zyklus in Zusammenhang zu bringen.

b) Nach H. N. Russell[4]) kann man die Gabelung des Spektralsequenz bei den kühlen Sternen in die Züge K — M bzw. R — N erklären durch Annahme größerer Häufigkeit des Sauerstoffs in ersteren bzw. des Kohlenstoffs in letzteren. Unterschiede in der Häufigkeit des Stickstoffs betrachtet Russell, a. a. O., als möglich, aber zur Zeit noch nicht sicher erfaßbar. Auch hier ist zum mindestens eines der hinsichtlich ihrer Häufigkeit verschiedenen Elemente am Bethe-v. Weizsäcker-Zyklus beteiligt. Leider reicht aber auch hier zur Zeit das astronomische Beobachtungsmaterial noch nicht aus, um Unterschiede der Temperaturen und Drucke im Inneren der beiden Sterngruppen diskutieren zu können.

Daß eine Teilung der Sequenz der Spektraltypen nur an ihren Enden zu erkennen ist, beweist noch nicht, daß sie sonst nicht vorhanden ist. Sie könnte ja nur gegenüber den durch Temperatur- und Druckunterschiede erklärbaren Verschiedenheiten der Spektren weniger auffällig in Erscheinung treten. Auf den wichtigen Versuch W. W. Morgans[5]) zu einer Klassifikation der p(eculiar)-Sterne sei hier nur hingewiesen.

[1]) H. Bethe, Phys. Rev. **55** (1938), 434.
[2]) C. F. v. Weizsäcker, Phys. ZS. **38** (1937), 176, sowie insbesondere Phys. ZS. **39** (1938), 633.
[3]) C. S. Beals, Publ. Dom. Astr. Obs. (Victoria) **4** (1930), No. 17; sowie insbesondere **6** (1932), 130, und Trans. Int. Astr. Union **6** (1938), 248; C. H. Payne, ZS. f. Ap. **7** (1933), 1.
[4]) H. N. Russell, Ap. Journ. **79** (1934), 324.
[5]) W. W. Morgan, Ap. Journ. **77** (1933), 330.

3. Neue Methoden zur quantitativen Spektralanalyse der Sterne. Anwendung auf den BO-Stern τ Scorpii[6]).

Im Hinblick auf die Energieerzeugung im Inneren der Sterne, die „Entstehung" der Elemente und viele andere Fragen der Astrophysik erscheint es heute als eines der grundlegenden Erfordernisse, quantitative Methoden zur Bestimmung der chemischen Zusammensetzung einzelner Sterne zu entwickeln.

Einen groß angelegten Versuch zur quantitativen Analyse der Sonnenatmosphäre hat 1929 H. N. Russell[7]) unternommen. Dabei werden zwar die schwereren Elemente recht gut und vollständig erfaßt, aber gerade bei den für uns besonders wichtigen leichten Elementen ergeben sich einige (für die ganzen kühleren Sterne charakteristische) Schwierigkeiten: Die leichten Elemente sind nur durch wenige Linien mit hoher Anregungsspannung vertreten. Die bekannten Abweichungen vom thermischen Gleichgewicht machen sich also in besonders störender und zur Zeit noch nicht berechenbarer Weise geltend. Außerdem sind die Übergangswahrscheinlichkeiten dieser Linien großenteils nicht bekannt.

In beider Hinsicht viel günstiger stehen die Dinge bei den heißen B- und O-Sternen ($T > 20000^0$).

Hier sind — vgl. insbesondere die wichtigen Arbeiten von O. Struve[8]) — die leichten Elemente vielfach in mehreren Ionisationsstufen durch zahlreiche Absorptionslinien vertreten. Darunter befinden sich — wie eine detaillierte Betrachtung zeigt — viele Übergänge zwischen wasserstoffähnlichen Atomzuständen, deren Übergangswahrscheinlichkeiten (bzw. Oszillatorenstärken f) also in guter Näherung mit Hilfe der bekannten Wasserstoffeigenfunktionen berechnet werden können.

Auch die Berücksichtigung der Ionisations- und Anregungsverhältnisse bietet — bei geschickter Kombination der Beobachtungen — viel weniger Schwierigkeiten als auf der Sonne: Die fragliche Atomart befinde sich zum überwiegenden Teil im $r+1$ fach ionisierten Zustand und es sei die Anzahl ihrer Atome pro Säule von 1 cm² Querschnitt gleich N_{r+1}. Nun bestimmen wir — aus der Stärke der betreffenden Absorptionslinien — die Anzahl $N_{r,s}$ der r-fach ionisierten Atome, welche sich in einem möglichst hoch angeregten Zustand s befinden. Dessen Anregungsspannung sei $\chi_{r,s}$; die Ionisierungsspannung $r \to r+1$ betrage χ_r. ($\chi_r - \chi_{r,s}$ entspricht also einfach der Termgröße des Zustandes s.) Sodann betrachten wir das chemische Gleichgewicht zwischen den r-fach ionisierten Atomen im Zustand s und sämtlichen $r+1$ fach ionisierten Atomen. Die Kombination der bekannten Formeln von Boltzmann und Saha ergibt dafür sofort:

$$\frac{N_{r+1}\cdot P_e}{N_{r,s}} = \frac{u_{r+1}\cdot 2}{g_{r,s}} \cdot \frac{(2\pi m)^{3/2}(kT)^{5/2}}{h^3} \cdot e^{-\frac{\chi_r - \chi_{r,s}}{kT}}. \quad (1)$$

Dabei bedeutet P_e den mittleren Elektronendruck und T die mittlere Temperatur der Sternatmosphäre. u_{r+1} ist die Zustandssumme der $r+1$ fach ionisierten Atome; $g_{r,s}$ das statistische Gewicht der r-fach ionisierten Atome im Zustand s, die 2 das der Elektronen. Da $\frac{\chi_r - \chi_{r,s}}{kT}$ meist ziemlich klein ist, so genügt schon eine ungefähre Kenntnis der Temperatur, um die $N_{r+1}\cdot P_e$ zu berechnen. Da P_e für alle Elemente denselben Wert hat und N_{r+1} praktisch gleich der Gesamtzahl der Atome der betreffenden Sorte ist (andere Ionisationsstufen sind ja verhältnismäßig selten), so können wir die Häufigkeiten verschiedener Elemente ($\sim N_{r+1}$) direkt miteinander vergleichen.

Eine von O. Struve und Verfasser im Sommer 1939 am Mc Donald-Observatorium in Texas aufgenommene sehr reichhaltige und vollständige Reihe von Sternspektren bot die Möglichkeit zur praktischen Anwendung der angeführten Überlegungen. Infolge der inzwischen eingetretenen Ereignisse konnten bis jetzt nur die — im einzelnen sehr umfangreichen und komplizierten — Reduktionen für den BO-Stern τ Scorpii durchgeführt werden mit dem in Zahlentafel 1 und Abb. 1, *A* dargestellten vorläufigen Ergebnis (bezogen auf 10^{10} Wasserstoffatome). Zum Vergleich ist noch in Abb. 1, *B*, H. N. Russells quantitative Analyse der Sonnenatmosphäre und in Abb. 1, *C*, die von I. S. Bowen und A. B. Wyse[9]) nach ganz anderen Methoden abgeschätzte Zusammensetzung eines planetarischen Nebels aufgetragen.

Zahlentafel 1

Zusammensetzung ($\log_{10}$ der Atomzahl, bezogen auf Wasserstoff $= 10^{10}$) der Atmosphäre des BO-Sternes τ Scorpii

Element	H	He	C	N	O	Ne	Mg	Al	Si	S
$\log_{10}$ (Atomzahl)	10	9,3	5,9	6,4	6,9	6,4	5,7	4,7	5,6	~4,8

Da mehrere Elemente durch verschiedene Ionisationsstufen vertreten sind, so kann man ohne

[6]) Vorläufige Mitteilung.

[7]) H. N. Russell, Ap. Journ. **70** (1929), 11. Verbesserungen hierzu in Russell, Dugan u. Stewart, Astronomy, Aufl. von 1938, S. 503.

[8]) O. Struve, Ap. Journ. **74** (1931), 225; **90** (1939), 699; O. Struve u. Th. Dunhamjr., Ap. Journ. **77** (1933), 321; vgl. auch H. Kühlborn, Veröff. Univ. Sternw. Berlin-Babelsberg **12** (1938), H. 1 mit ausführlichen Literaturangaben.

[9]) I. S. Bowen u. A. B. Wyse, Lick Obs. Bull. 1939, No. 495.

weiteres das mittlere Ionisationsniveau (d. h. die Ionisierungspannung, bei der ein Element gerade zur Hälfte ionisiert wäre) des Sternes bestimmen. Die Breite der Balmerlinien und die Zahl der bis zur Seriengrenze feststellbaren Linien erlaubt ferner eine direkte Bestimmung des Elektronendruckes, so daß auch der physikalische Zustand der Sternatmosphäre genau ermittelt werden kann.

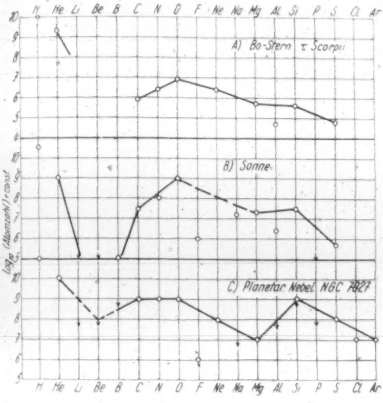


Abb. 1. Kosmische Häufigkeit der Elemente
Ordinate: $\log_{10}$ (Atomzahl) + const. Die Konstante ist in den drei Teilen der Abbildung verschieden.
Abszisse: Kernladungszahl Z.
Die „geraden" Elemente sind durch einen Linienzug verbunden.
(*A*) BO-Stern τ Scorpii nach neuen Messungen von A. Unsöld. Die Unsicherheit der einzelnen Punkte beträgt etwa $\Delta \log N = \pm 0{,}3$.
(*B*) Sonne (Spektraltyp dGO) nach H. N. Russell, a. a. O. H und He sind hier verhältnismäßig unsicher.
(*C*) Planetarischer Nebel NGC 7027 nach I. S. Bowen u. A. B. Wyse, Lick Obs. Bull. 1939, No. 495. $\downarrow$ bedeutet oberer Grenzwert; $\updownarrow$ oberer Grenzwert, der jedoch nicht weit oberhalb des wirklichen Wertes liegen dürfte. Die Genauigkeit dürfte bei (*C*) erheblich geringer sein als bei (*A*) und (*B*).

Auf diese mehr astrophysikalischen Details soll hier jedoch nicht eingegangen werden; wir weisen noch kurz auf einige Punkte von allgemeinerem Interesse hin:

4. Einige weitere Konsequenzen unserer Untersuchung

a) Der Wasserstoff ist sehr viel häufiger als Verfasser ursprünglich annahm. Die frühere Bestimmung basierte wesentlich auf der Annahme, daß der kontinuierliche Absorptionskoeffizient in den Atmosphären der kühleren Sterne von den Metallen herrührt, so daß also schon bei den F-Sternen die kontinuierliche Absorption der Metalle etwa gleich der des Wasserstoffs wäre. Unser neues Ergebnis weist dagegen eindeutig in Richtung der inzwischen von R. Wildt[10]) vertretenen Anschauung, daß die kontinuierliche Absorption in den Atmosphären der kühleren Sterne nicht den Metallen, sondern dem bis dahin gar nicht beachteten H^--Ion zuzuschreiben ist.

b) Das Helium ist nach unseren Ergebnissen so häufig, daß es in Zukunft wohl auch bei Rechnungen über den inneren Aufbau der Sterne berücksichtigt werden muß. Nehmen wir an, daß die in Zahlentafel 1 angeführten Elemente mit $Z > 2$ einen erheblichen Bruchteil der Masse aller schwereren Elemente ausmachen, so ergibt sich jedoch ein Massenverhältnis H : He : übrige Elemente, das nach den Rechnungen von B. Strömgren[11]) mit der Masse — Leuchtkraftbeziehung der Sonne und der Sterne durchaus verträglich ist.

c) Das — in guter Übereinstimmung mit H. N. Russell (a. a. O) — gefundene Verhältnis $C : N \approx 1 : 3$ paßt größenordnungsmäßig (mehr kann zur Zeit gar nicht erwartet werden) zur Bethe-v. Weizsäckerschen Theorie des C—N-Zyklus.

d) Die kosmische Häufigkeit des Neons liegt zwischen der der benachbarten „geraden" Elemente O und Mg. Diese Feststellung ist vielleicht von Interesse im Zusammenhang mit Betrachtungen von W. Wefelmaier[12]) über den Zusammenhang von Kernbindungsenergie und Häufigkeit der Elemente.

Die Anwendung unserer neuen Methodik auf einen einzigen Stern hat schon eine Menge interessanter Ergebnisse gezeitigt. Wenn erst einmal ein größeres Beobachtungsmaterial[13]) nach diesen Grundprinzipien durchforscht ist, so wird sich ohne Zweifel ein direkter und von aller leeren Spekulation unabhängiger Zugang zu dem Grundproblem der kosmischen Physik ergeben: zur Frage nach den Kernprozessen, die sich im Inneren der Sterne abspielen und die sich vermutlich in noch ganz anderem Maßstab vor der Bildung der Sterne abgespielt haben. Beide Vorgänge haben ihre Spuren in der Häufigkeitsverteilung der Elemente hinterlassen.

Zum Schluß möchte ich mir erlauben, Herrn Prof. O. Struve, dessen großzügiger Gastfreundschaft am Yerkes- und Mc Donald-Observatorium diese Arbeit ihre Entstehung und vielfache Förderung verdankt, auch an dieser Stelle nochmals meinen herzlichen Dank auszusprechen.

[10]) R. Wildt, Ap. Journ. **89** (1939), 295; **90** (1939), 611.
[11]) B. Strömgren, Erg. d. exakt. Naturwiss. **16** (1937), 519.
[12]) W. Wefelmaier, ZS. f. Phys. **107** (1937), 332; besonders Abb. 2.
[13]) Dieses ist bereits aufgenommen; seine Auswertung wurde lediglich durch die politischen Ereignisse verzögert.

Zusammenfassung

Der Zusammenhang zwischen Energieerzeugung im Inneren der Sterne durch Kernreaktionen einerseits und kosmischer Häufigkeitsverteilung der Elemente andererseits wird im Anschluß an Bethe und v. Weizsäcker nochmals kurz dargestellt. Die Gabelung der Spektralsequenz bei den Wolf-Rayet-Sternen bzw. den kühlen Sternen läßt sich möglicherweise mit der Bethe-v. Weizsäckerschen Theorie in Zusammenhang bringen. — Die kosmische Häufigkeit der leichten Elemente kann z. Z. am besten bei den B- und O-Sternen bestimmt werden. Anwendung der z. T. neuartigen Methodik auf den BO-Stern τ Scorpii gibt die in Abb. 1, *A* dargestellten vorläufigen Ergebnisse. Besonders wichtig erscheinen: Die enorme Häufigkeit des Wasserstoffs (Theorie des kontinuierlichen Absorptionskoeffizienten!) und die recht erhebliche des Heliums (Masse–Leuchtkraft–Beziehung usw.!). Das Häufigkeitsverhältnis C : N läßt sich mit Bethes Rechnungen in Zusammenhang bringen. Ne verhält sich im Kosmos (im Gegensatz zur Erdatmosphäre) durchaus normal. Auf weitere astrophysikalische Möglichkeiten wird kurz hingewiesen.

(Eingegangen am 16. September 1940)

Über die Anregung von Kristallphosphoren durch Korpuskularstrahlen

Von F. Möglich und R. Rompe, Berlin

[Mitteilung aus dem I. Institut f. theor. Phys., Berlin und der Studiengesellschaft für elektr. Beleuchtung (Osram-Konzern)]

Mit 1 Abbildung im Text

Inhalt. Einleitung, Leuchtmechanismus, Umsetzung der Elektronenenergie, Umsetzung der α-Teilchenenergie.

In einer kürzlich in der Zeitschrift für Physik erschienenen Arbeit haben Schön[1], sowie Riehl und Schön[2] einen interessanten Versuch gemacht, für die bei Luminophoren beobachteten Leuchterscheinungen ein quantentheoretisch-energetisches Modell anzugeben, das etwa folgendermaßen dargestellt werden kann (vgl. Abbildung).

Der Kristallphosphor hat im wesentlichen die Elektronenanordnung eines Isolators, d. h. jedes mit Elektronen besetzte Energieband ist vollbesetzt im Sinne des Pauli-Prinzipes. Der Unterschied zum gewöhnlichen Isolator macht sich bemerkbar an gewissen Zwischenniveaus, die zwischen dem obersten besetzten und dem untersten unbesetzten Energieband vorhanden sind. Diese Zwischenniveaus liegen teilweise unmittelbar unter dem ersten von Elektronen freien Bande und enthalten keine Elektronen. Eine zweite Sorte von Niveaus, von Riehl und Schön Aktivatoren genannt, liegen unmittelbar über dem obersten vollbesetzten Energieband und sind ihrerseits mit Elektronen vollbesetzt im Sinne des Pauli-Prinzips. Beide Sorten von Zwischenniveaus unterscheiden sich von den Energiebändern eines Isolators wesentlich dadurch, daß sie zu örtlich lokalisierten Teilen innerhalb des Phosphors gehören und daher nicht die Eigenschaften haben, die bei den Energiebändern von der räumlichen Periodizität des Kristalles herrühren.

Die Anregung eines Luminophors durch Licht erfolgt nach diesem Modell so, daß die Energie des einfallenden Lichtquantes ein Elektron aus dem obersten besetzten Energieband in das unterste

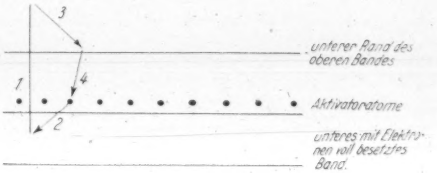


Abb. 1.

1 Anregung des Luminophors durch Licht. (Unter Absorption eines Lichtquantes wird ein Elektron aus dem unteren Band in das obere Band gehoben.)

2 Das im unteren Band entstehende Loch wird durch ein Elektron aus einem der Aktivatoratome aufgefüllt.

3 Plasmawechselwirkung. (Unter dem Einfluß der Wechselwirkung zwischen dem hochgehobenen Elektron und den übrigen Elektronen des oberen Bandes wird das Elektron in die Nähe des unteren Randes vom oberen Band befördert.)

4 Lichtemission. (Das durch den Prozeß *2* freigewordene Aktivatoratom wird durch ein Elektron aus dem oberen Bande wieder besetzt, wobei die Energiedifferenz als Lichtquant in Erscheinung tritt.)

freie Band befördert. Der dadurch im besetzten Band freiwerdende Platz wird durch ein Elektron aus den Aktivatorstellen aufgefüllt und die Emission findet jetzt dadurch statt, daß das Elektron vom freien Band in den leergewordenen Aktivatortermen fällt.

Dieses Modell beschreibt für einen bestimmten Typ von Luminophoren (ZnS-Typ) die beobachteten Erscheinungen zutreffend, wofern man einige zusätzliche Annahmen einführt. Eine davon, die im folgenden besonders interessiert, ist die, daß die in das freie Band gehobenen Elektronen nicht unmittelbar ihre Energie als Licht abgeben, sondern zunächst durch einen Zwischenprozeß nicht definierter Art an den unteren Rand des freien Bandes gelangen müssen, weil anderenfalls die beobachtete

[1] M. Schön, ZS. f. techn. Phys. **19** (1938), 369.
[2] N. Riehl u. M. Schön, ZS. f. Phys. **114** (1939), 682.

Konstanz des Emissionsspektrums bei weitgehender Variation des erregenden Lichtes nicht gewährleistet werden kann.

Es gelang uns[3]), zu zeigen, welcher Art der fragliche Mechanismus ist, der die Elektronen vor der Emission an den unteren Rand des freien Bandes befördert. Es stellt sich nämlich heraus, daß im wesentlichen die Wechselwirkung eines angeregten Elektrons mit den übrigen ins freie Band beförderten Elektronen die geforderte Eigenschaft hat: nämlich durch Energieübertragung vom angeregten Elektron auf die übrigen Elektronen des freien Bandes die Lebensdauer des hochangeregten Elektrons so zu verkürzen, daß praktisch eine Lichtemission nicht auftreten kann. Diese Wechselwirkung findet erst eine natürliche Grenze am unteren Rande des freien Bandes und von dort ab kann die Emission des Lichtes einsetzen. Der hier betrachtete Prozeß ist völlig analog dem Prozeß der Wechselwirkung zwischen einem hochangeregten Elektron und den übrigen Elektronen des Plasmas einer Gasentladung und wir nennen deshalb den betrachteten Prozeß im Kristall „Plasmawechselwirkung".

Man kann mit hinreichender Genauigkeit für diesen Prozeß die Formeln übernehmen, die in der Theorie der Gasentladungen hierfür abgeleitet worden sind. Für ein Elektron der Energie E ergibt sich die Relaxationsstrecke s, d. h. die Strecke, auf der es seinen über dem Durchschnitt der anderen Elektronen liegenden Energiebetrag an die Elektronengesamtheit abgegeben hat:

$$s = 4\gamma' \cdot \frac{E^2}{e^4 N} = \gamma \frac{m c^2 \varepsilon^4}{e^4 N} \qquad (1)$$

wobei N die Elektronendichte und e die Ladung des Teilchens bedeutet. γ ist ein Zahlenfaktor, der je nach der Rechenmethode, entsprechend der Unsicherheit aller bisherigen Stoßtheorien, von $\frac{3}{2}\pi$ bis $\frac{3}{2}\pi$ variiert.

Wir bemerkten nun, daß diese Formel für die „innere Reichweite" übereinstimmt mit der Formel, die die Eindringtiefe von außen auf einen Luminophor fallender Elektronen in Abhängigkeit von ihrer Geschwindigkeit angibt. Aus dieser Tatsache schließen wir nun, daß auch bei Anregung eines Luminophors durch von außen aufprallende Elektronen die Plasmawechselwirkung eine ausschlaggebende Rolle spielt insofern, als die Übertragung der Energie der stoßenden Teilchen unmittelbar auf das Elektronengas erfolgt[4]). Hierbei wird dann der von Riehl und Schön beschriebene Mechanismus betätigt[5]).

In Übereinstimmung mit dieser Auffassung ist eine Theorie von Bethe[6]), der für die Reichweite von leichten und schweren Teilchen beim Durchgang durch Materie nur die Wechselwirkung der einfallenden Teilchen mit den Elektronen des bremsenden Materials berücksichtigt, sowie auch die Experimente[7]) über den Durchgang geladener Teilchen durch Materie, die ihrerseits befriedigend mit den Betheschen Ergebnissen übereinstimmen.

Bei Annahme dieser Auffassung bleibt aber unverständlich die geringe Ausbeute bei Elektronenstoßanregung, die nach ziemlich übereinstimmenden Angaben 10 v. H. oder noch weniger beträgt und durchaus kleiner ist als die Ausbeute bei Anregung mit Licht. Daß diese verkleinerte Ausbeute mit den bekannten Aufladungserscheinungen zusammenhängt, möchten wir bezweifeln, da hierfür plausible Gründe nicht angegeben werden können.

Demnach scheint es so, als ob der größte Teil der Energie der einfallenden Elektronen direkt dem Gitter zugeführt wird, was aber unseren theoretischen Vorstellungen wie auch den experimentellen Befunden widersprechen würde.

Der scheinbare Widerspruch löst sich dadurch auf, daß nach Untersuchungen der Verfasser zwischen Elektronengas und Gitter sehr starke Wechselwirkungen auftreten können, deren Größe in empfindlicher Weise von der Temperatur des Gitters und von der Energie der Elektronen abhängen und die sich zumeist sehr plötzlich bei steigender Temperatur und steigender Energie der Elektronen bemerkbar machen. Die Energie wird demnach zwar von den Elektronen des Gases aufgenommen, dann aber, bevor eine Lichtemission auftreten kann, zum größten Teil an das Gitter abgegeben, wo sie sich in einer Temperaturerhöhung bemerkbar macht.

Wir erhalten demnach folgendes Bild der Energieumsetzung: ein schnelles Primärelektron erzeugt durch Stoß zunächst zwei Elektronen von im Mittel der halben Energie des stoßenden Elektrons, diese wieder je zwei Elektronen und so fort. Als Endzustand hat man n Elektronen der Energie ΔE, wo ΔE die Energiedifferenz zwischen dem unteren Rand des freien Bandes und dem oberen Rand des besetzten Energiebandes bedeutet und n den Wert $E/\Delta E$ besitzt. Diese n Elektronen können dann

[3]) F. Möglich u. R. Rompe, Verh. d. Dtsch. Phys. Ges. **20** (1939), 151; Phys. ZS. **41** (1940), 236; ZS. f. Phys. **115** (1940), 707.

[4]) Diese Auffassung der Energieübertragung steht nicht im Widerspruch zu der Vorstellung des vollbesetzten Energiebandes eines Isolators, worauf wir schon am Ende unserer Arbeit, ZS. f. Phys. **115** (1940), 707, hingewiesen haben.

[5]) In dieser Auffassung bestärkte uns eine Arbeit von M. Knoll, in welcher gezeigt wird, daß die Eigenschaften des durch Elektronenstoß angeregten Leuchtens von Kristallphosphoren durchaus im Einklang zu sein scheinen mit der Riehl-Schönschen Modellvorstellung. Wir danken Herrn Knoll dafür, daß er uns seine Ergebnisse im Manuskript zugänglich gemacht hat.

[6]) H. Bethe, Ann. d. Phys. (5) **5** (1930), 325.

[7]) H. Kulenkampff, Ann. d. Phys. (4) **80** (1926), 261; H. M. Terill, Phys. Rev. **22** (1923), 101.

direkt den Leuchtmechanismus durch Rekombination mit den Aktivatortermen betätigen. Ein solcher Zustand hat sich nach k Stößen eingestellt, wo k durch

$$\log 2 \cdot k = \log E - \log \Delta E \qquad (2)$$

gegeben ist. Für 10 kV-Elektronen ist k ungefähr gleich 60.

Aus der Ausbeute der Stoßanregung kann man ersehen, daß nicht alle $E/\Delta E$-Elektronen zur Wirksamkeit kommen, sondern im allgemeinen nur etwa 5 bis 10 v. H. Die restlichen kehren strahlungslos unter Erhöhung der Gittertemperatur in das untere Band zurück. Die Tatsache, daß die Ausbeute — wenn man von Sekundärprozessen der Reemission von Elektronen und der Aufladung absieht — mit zunehmender Geschwindigkeit der Primärelektronen sich zum mindesten nicht verschlechtert, legt den Schluß nahe, daß es hauptsächlich die späten Generationen der Elektronenkaskade sind, die eine hohe Sterblichkeit infolge des Vorhandenseins der Vielfachstöße aufweisen.

Wesentlich für die Ausbeute insgesamt ist die Einstellzeit der Energieübertragung; diese beträgt s/v und ist etwa für 1000 V-Elektronen und ZnS von der Größenordnung 10^{-14} sec. Für die hochangeregten Elektronenterme werden aber die Vielfachstöße verhängnisvoll, wie aus der theoretischen Deutung des Tilgungsprozesses durch die Verfasser hervorgeht. Die Lebensdauer für einen Elektronenzustand, die allein von diesen Vielfachstößen herrührt, dürfte nach Schätzungen auf Grund des experimentellen Materials ebenfalls 10^{-14} bis 10^{-15} sec betragen, so daß bei Berücksichtigung dieser Vielfachstöße nur etwa 10 bis 50 v. H. der Elektronen den Kaskadenprozeß beendigen können, während die restlichen durch Vielfachstöße in das untere Energieband zurückkehren und ihre Energie an das Gitter abgeben. Damit ist die Größenordnung der experimentell gefundenen Ausbeute durchaus verständlich. Wir erhalten aus dieser Überlegung also das Resultat, daß die Ausbeute beim Elektronenstoßleuchten theoretisch maximal 10 bis 50 v. H. betragen könnte, und daß dieser Wert offenbar nur wenig von der Geschwindigkeit der Primärelektronen abhängt.

Die Helligkeit des elektronenstoßangeregten Leuchtens nimmt hingegen mit wachsender Geschwindigkeit der Primärelektronen zu, und zwar proportional zu v^2, wie auch experimentell gefunden wird. Dies rührt daher, daß die Zahl der langsamen Elektronen, die fähig sind den Leuchtmechanismus zu betätigen, gleich $\eta \cdot n = \eta \cdot \frac{E}{\Delta E}$ ist, wobei η die für die ganze Elektronenkaskade konstant angesetzte „Überlebenswahrscheinlichkeit", E die Primärenergie und ΔE die Energiedifferenz zwischen den beiden Energiebändern bedeuten. Die Zahl der emittierten Lichtquanten ist ja offenbar gerade gleich der Zahl der schließlich am unteren Rande des oberen Bandes noch vorhandenen Elektronen. Dies gilt natürlich nur insoweit, als sich der Luminophor nicht erwärmt.

Die hier angeführten Überlegungen zeigen, daß man das Riehl-Schönsche Modell eines Luminophors auch auf die Elektronenstoßanregung anwenden kann, wenn man als Mechanismus der Energieübertragung die Plasmawechselwirkung annimmt und die Wechselwirkung der Elektronen mit dem Gitter durch Vielfachstöße konsequent berücksichtigt. Man gelangt dann zu dem richtigen Reichweitegesetz, der Helligkeitsenergiebeziehung, und schließlich auch zu einer plausiblen Abschätzung der Ausbeute.

Wir wenden uns nunmehr der Anregung durch schwere Teilchen zu. Hier hatten Riehl und Wolf[8]) festgestellt, daß z. B. bei der Anregung mit α-Teilchen von etwa 10^6 V die Ausbeute außerordentlich gut ist, ungefähr 95 v. H. Es soll angenommen werden, daß der eigentliche Leuchtmechanismus für diesen wesentlichen Unterschied nicht maßgebend ist, sondern nur ein veränderter Ablauf der Energieübertragung innerhalb des Gesamtkörpers. Die schweren geladenen Teilchen haben ebenfalls die Möglichkeit der Wechselwirkung mit den Elektronen, wobei eine ganz analoge Betrachtung anzustellen ist. Auch gilt eine ähnliche Reichweiteformel, wie Gl. (1), nur daß an Stelle von v^4 der Ausdruck v^3 tritt. Auch diese Formel ergibt sich, wie Bethe[6]) gezeigt hat, wenn man nur die Wechselwirkung des stoßenden Teilchens mit den Elektronen des bremsenden Materials berücksichtigt. Die Experimente über den Durchgang schwerer schneller Teilchen durch Materie scheinen die Überlegungen von Bethe zu bestätigen.

Die von den schweren Teilchen sekundär erzeugten Elektronen höherer Energie genügen natürlich ihrerseits der Reichweiteformel (1), so daß für diese kein prinzipieller Unterschied besteht, ob sie von einem schweren Teilchen oder einem primären Elektron erzeugt wurden. Jedoch ist der wesentliche Unterschied der, daß die Geschwindigkeit der durch ein schweres Primärteilchen erzeugten Elektronen um den Faktor $\sqrt{\frac{m}{M}}$ kleiner ist als die Geschwindigkeit der von einem Primärelektron der gleichen Energie erzeugten Elektronen. Die Relaxationsstrecke der erzeugten Sekundärelektronen wird also im Verhältnis $(m/M)^2$ kleiner sein, so daß die Lebensdauer einer Elektronenkaskade um den Faktor $(m/M)^2$ kleiner ist als die Lebensdauer im vorigen Falle. Da die Ausbeute an langsamen Elektronen, die zum

[8]) N. Riehl, P. M. Wolf, Ann. d. Phys. (5) 11 (1931), 103.

Schluß des Bremsvorganges noch vorhanden sind, wie wir oben dargestellt haben, von dem Quotienten reziproke Einstellzeit durch Übergangswahrscheinlichkeit für die Vielfachstöße abhängt, so wird, wenn man die letztere als konstant ansehen kann, wegen der kürzeren Einstellzeit bei der Anregung durch schwere Teilchen, die Ausbeute sehr viel besser sein müssen. Vergegenwärtigt man sich, daß die Ausbeute bei Elektronenstoß schon ungefähr 10 v. H. beträgt, so sind Ausbeuten von über 90 v. H. bei Anregung mit schweren Teilchen durchaus plausibel. Es ist hier allerdings noch die Einschränkung zu machen, daß die Vielfachstoßwahrscheinlichkeit konstant angenommen wird. Dies ist nur dann richtig, wenn man annehmen darf, daß die Temperatur des Gitters konstant bleibt. Anderenfalls steigt die Übergangswahrscheinlichkeit mit einer sehr hohen Potenz von T. Man wird also damit zu rechnen haben, daß für kleinere Teilchenenergien, bei welchen noch eine direkte Energieübertragung auf das Gitter nennenswert vorhanden ist, wegen der damit verbundenen Temperaturerhöhung eine wesentliche Verschlechterung der Ausbeute auftritt. Experimentelle Untersuchungen in dieser Richtung sind uns nicht bekannt geworden.

Überhaupt haben wir die Wechselwirkung mit dem Gitter bei der Entwicklung unserer Vorstellungen vernachlässigt. Dies ist für die Elektronenstoßanregung sicher berechtigt, wie man schon aus dem Fehlen jeder Elektronenkathodenzerstäubung schließen kann. Andererseits ist die beim Beschuß mit schweren Teilchen auftretende Kathodenzerstäubung[9]) ein direkter Hinweis auf eine Energieübertragung, die unmittelbar auf das Gitter erfolgt. Daß bei diesem Phänomen das Elektronengas unbeteiligt bleibt, scheint uns aus der einschlägigen Literatur eindeutig hervorzugehen. Damit wäre hier ein Widerspruch zu den Untersuchungen von Riehl und Wolf gegeben.

Jedoch widersprechen sich die experimentellen Befunde nur in Gebieten verschiedener Geschwindigkeiten: Bei hohen Geschwindigkeiten (Riehl, Wolf) scheint der auf das Elektronengas übertragene Energieanteil weit zu überwiegen. Wir glauben, daß für die Frage, ob Elektronengas oder Gitter vorwiegend angeregt werden, der Quotient aus Schallgeschwindigkeit im Gitter durch Geschwindigkeit des eindringenden Teilchens eine Rolle spielt. Ist dieses Verhältnis sehr klein, so haben wir vorwiegend Elektronengasanregung zu erwarten, im anderen Falle Zerstäubungs- und Zerstörungseffekte des Gittergefüges. Wir behalten uns vor, auf diese Fragen zu gegebenem Zeitpunkt zurückzukommen.

[9]) K. Sommermeyer, Ann. d. Phys. (5) **25** (1936), 481. R. Seeliger, K. Sommermeyer, ZS. f. Phys. **93** (1936) 692.

Zusammenfassung

Die Übertragung der Energie von den stoßenden Teilchen auf den Kristallphosphor findet direkt durch das Elektronengas des Kristalls statt. Die Elektronen nehmen die Energie auf und geben diese in Einklang mit den Überlegungen von Schön und Riehl als Strahlung ab. Die einfallenden Teilchen erzeugen im Elektronengas eine Kaskade angeregter Elektronen. Ein schnelles einfallendes Elektron erzeugt eine Kaskade von Elektronen mit fortschreitend abnehmender Energie. Ein α-Teilchen dagegen erzeugt eine große Anzahl relativ langsamer Elektronen, die jedes für sich zum Ausgangspunkt einer Elektronenkaskade werden. Die Aufenthaltsdauer eines angeregten Elektrons ist im ersten Falle sehr viel größer als im zweiten, da sie mit $V^{3/2}$ zunimmt. Daher sind die Elektronen, die durch Elektronenstoß angeregt werden, den Vielfachstößen des Gitters in höherem Maße ausgesetzt, als die Elektronen, deren Kaskaden von schweren Teilchen ausgelöst werden. Dies erklärt, warum die Quantenausbeute, wie beobachtet, bei Anregung des Kristallphosphors durch schwere Teilchen unvergleichlich viel günstiger ist, als die Ausbeute bei Anregung mit Elektronen.

(Eingegangen am 16. September 1940)

Dichteabhängigkeit der Verschiebung hoher Alkaliserienlinien durch Fremdgase

Von Chr. Füchtbauer und Günther Häusler, Bonn a. Rh.

(Aus dem Physikalischen Institut der Universität Bonn)

Mit 5 Abbildungen im Text

Inhalt. Versuchsanordnung. Ergebnisse. Zusammenfassung.[1])

Die Störung einer Spektrallinie durch ein Fremdgas bewirkt ihre Verbreiterung und Verschiebung. Bei hohen Serienlinien der Alkalimetalle erreicht die Verschiebung mit steigender Hauptquantenzahl einen konstanten Grenzwert, der nur vom Störgas abhängt, aber vom absorbierenden Alkali unabhängig ist[2]). Die Verschiebung durch Edelgase nimmt mit der Atomnummer zu, nur bei Neon ist sie kleiner als bei Helium. Je nach der Natur des Störgases geht sie nach Rot oder Violett. Die Verschiebung der Linie ist praktisch die des oberen (P) Terms.

[1]) Ein Auszug erschien in: Die Naturwissenschaften **27** (1939), 658.

[2]) E. Amaldi u. E. Segrè, Nature **133** (1934), 141; Cim. **11** (1934), 145; Chr. Füchtbauer, P. Schulz u. A. F. Brandt, ZS. f. Phys. **90** (1934), 403.

Theoretisch wurde die Verschiebung hoher Serienlinien durch Fremdgase von Fermi[3]) behandelt. Nach dieser Theorie setzt sich die Verschiebung an der Seriengrenze aus den zwei folgenden Anteilen zusammen:

1. Durch das Feld des positiven Alkaliatomrumpfes werden die Fremdatome polarisiert. Diese Wirkung, die von der Dielektrizitätskonstanten des Störgases abhängt, erniedrigt die höheren Terme und bedingt daher immer eine Rotverschiebung. Für diesen Verschiebungsanteil Δ_ε leitet Fermi die Formel ab

$$\Delta_\varepsilon = 20\,\frac{e^2\,(\varepsilon_0 - 1)\cdot n^{4/3}}{8\pi h c N}\ \mathrm{cm}^{-1}.$$

ε ist die Dielektrizitätskonstante des Störgases bei 0° und 760 mm, n seine Molekülzahl pro Kubikzentimeter und $N = 2{,}70\cdot 10^{19}\ \mathrm{cm}^{-3}$.

2. Der zweite Anteil, der den ersten meistens stark überwiegt, entsteht durch die Wechselwirkung des Leuchtelektrons mit den Fremdatomen. Er hängt nach der wellenmechanischen Theorie von Fermi mit dem Wirkungsquerschnitt des Störatoms gegenüber sehr langsamen Elektronen zusammen (Ramsauereffekt). Für diesen Anteil der Verschiebung fand Fermi die Formel:

$$\Delta_\sigma = \pm\,\frac{4\pi^{3/2} m c}{h}\cdot n\sqrt{\sigma} = \pm\,1{,}09\cdot 10^{-11}\cdot n\cdot\sqrt{\sigma}\ \mathrm{cm}^{-1}.$$

σ ist der für die Elektronengeschwindigkeit Null geltende Grenzwert des Stoßquerschnittes der Störatome gegenüber Elektronen. Eine Aussage über die Bestimmung des Vorzeichens gestattete Fermis Rechnung nicht. Reinsberg[4]) konnte das Vorzeichen theoretisch festlegen und zeigte, daß der zweite Anteil eine Rotverschiebung ist, wenn der Ramsauerquerschnitt des Störgases für kleine Elektronengeschwindigkeiten von einem Minimum zum obigen Grenzwert ansteigt; andernfalls liegt eine Violettverschiebung vor.

In einer kürzlich erschienenen Arbeit zeigten Füchtbauer und von Heesen[5]), daß die Verschiebung mittlerer und hoher Serienlinien des Kaliums durch Helium genau proportional zur relativen Dichte wächst. Diese strenge Proportionalität gilt noch für Linien nahe der Seriengrenze, und zwar auch bei hohen relativen Dichten. Dieses Versuchsergebnis berechtigt dazu, die Richtigkeit desjenigen Teiles der Fermischen Theorie anzuzweifeln, der von der Dielektrizitätskonstanten herrührt. Eine viel genauere Prüfung der erwähnten Theorie läßt sich nun auf Grund folgender Überlegung durchführen: Beim Neon fanden Füchtbauer, Schulz und Brandt eine sehr kleine Violettverschiebung. Da sie viel kleiner ist, als der nach Fermi aus der Dielektrizitätskonstanten zu berechnende Rotverschiebungsanteil, müßte die gemessene kleine Violettverschiebung als Differenz einer Violettverschiebung Δ_σ und einer nur um ein Fünftel kleineren Rotverschiebung Δ_ε aufgefaßt werden. Würde nun der letztere Anteil wirklich mit der vierdrittelten Potenz der Dichte wachsen, so müßte etwa bei der relativen Dichte 10 der Dielektrizitätsanteil dem anderen gleich werden. Die Verschiebung müßte also bei steigender Dichte von violetten Werten durch Null zu stark wachsenden roten Werten übergehen.

Versuchsanordnung

Wir untersuchten die Verschiebung von 7 höheren Absorptionslinien des Rubidiums durch Neon.

Als kontinuierlicher Grund diente der positive Krater eines stark belasteten Kohlebogens. Die Kohlen für den Bogen wurden uns von den Ringsdorf-Werken, Mehlem, in freundlicher Weise zur Verfügung gestellt. Für Verschiebungsmessungen waren sie besonders gut geeignet, da sie wegen geringer Verunreinigung durch Fe und Si scharfe Emissionslinien lieferten, die sich als Normale für die Verschiebungsmessungen gut eigneten.

Als Absorptionsrohr diente ein von der Firma Mannesmann-Röhrenwerke hergestelltes Stahlrohr[6]) mit den Abmessungen 1750·24·16 mm. Auf beide Enden wurden Verschlußköpfe aus Messing aufgeschraubt, in denen sich Quarzplatten befanden. Diese wurden gegen den Absorptionsraum durch dünne Ringe aus weichem Gummi abgedichtet. Um die Gummidichtungen gegen die Wärme zu schützen und um eine Kondensation der Alkalidämpfe auf den Quarzplatten zu verhindern, wurden auf den Rohrenden Messingkühler angebracht. Das Absorptionsrohr befand sich in einem 1,30 m langen elektrischen Ofen, der über eine Länge von 1 m auf konstante Temperatur geheizt werden konnte.

Die Temperatur wurde mit Silber-Konstantan-Thermoelementen an drei Stellen des Ofens gemessen, und zwar in der Mitte und je 15 cm von den Enden entfernt. Zur Druckmessung diente ein Manometer von Eckardt (Cannstatt).

Die Untersuchungen wurden mit einem Spektrographen ausgeführt, der 5 Cornuprismen von der Basislänge 6,5 cm enthielt. Die Spaltbreite war 0,02 mm. Die Dispersion betrug im benutzten Gebiet 2,8 bis 3,01 A.

Zu den Aufnahmen wurden Eisenberger Ultrarapidplatten (alte Emulsion) benutzt. Diese Plattensorte war für die Messungen besonders gut geeignet, da sie sich durch große Schleierfreiheit und kleines Korn auszeichnet. Die exponierten Platten wurden in

[3]) E. Fermi, Cim. **11** (1934), 157.
[4]) C. Reinsberg, ZS. f. Phys. **93** (1935), 416.
[5]) Chr. Füchtbauer u. W. v. Heesen, ZS. f. Phys. **113** (1939), 323.

[6]) Für Überlassung des Stahlrohres danken wir der Firma Mannesmann-Röhrenwerke verbindlichst.

einem Methol-Hydrochinonentwickler $4^1/_2$ bis 5 min entwickelt und in saurem Fixierbad ausfixiert.

Die Linien wurden mit einem Zeißschen lichtelektrischen Mikrophotometer ausgemessen. Der Plattentransport war auf 0,01 mm genau meßbar. Da die gemessene Gesamtverschiebung gleich der Differenz aus der verschobenen und der unverschobenen Linie ist, muß mit einem Meßfehler von 0,02 mm gerechnet werden. Weil die Verschiebungen von Neon klein sind, wurde auf die Bestimmung des Maximums der verschobenen und unverschobenen Linien, sowie der Bezugslinien besondere Sorgfalt verwendet. Zur Bestimmung des Maximums wurden jedesmal 15 bis 20 Meßpunkte in einem Abstand von 0,01 mm genommen. Zur Kontrolle wurden bei den verschobenen und unverschobenen Linien sowie auch bei den Bezugslinien mehrere Platten ausphotometriert. Die Übereinstimmung war immer recht gut. Um die Genauigkeit der Ausmessung des Maximums zu erhöhen, ist die richtige Absorptionstiefe wichtig. Zu schwache Absorption (10 bis 20 v. H.) ist ungeeignet, weil dann stärkere Schwärzungen, also längere Belichtungszeiten nötig sind. Dadurch werden aber die Bezugslinien äußerst stark und unscharf. Auf Grund mehrerer Vorversuche bei verschiedenen Absorptionen zeigte sich, daß die Bestimmung des Maximums der verbreiterten Linien dann am genauesten wird, wenn man 20 bis 30 v. H. absorbiert. Auf diese Weise konnte die Lage des Maximums mit großer Genauigkeit bestimmt werden, zumal da Neon ja nur schwach verbreitert.

Als absorbierendes Alkali benutzten wir Rubidium, das durch Destillation aus RbCl und Ca hergestellt wurde. Das Metall wurde in kleine Kügelchen destilliert und unter Hochvakuum abgeschmolzen. Das Einbringen des Metalls in das Absorptionsrohr machte anfangs, wegen der starken Aktivität des Rubidiums in Luft, Schwierigkeiten. Es geschah schließlich wie folgt. Das Rubidium, das sich in dem kleinen abgeschmolzenen Glaskügelchen befand, wurde zuerst 10 bis 15 min in fester Kohlensäure abgekühlt, dann 2 bis 3 min in flüssiger Luft. Das Kügelchen wurde dann in der Nähe des Ofens geöffnet und das Glas so gut wie möglich vom Metall entfernt. Sodann brachten wir das Metall in das Absorptionsrohr herein, durch das zur gleichen Zeit Kohlensäure strömte. Das Rohr wurde dann möglichst schnell verschraubt und ausgepumpt. Nach Auspumpen wurde mehrmals mit Neon gespült und das Rohr dann bei einem Neondruck von $^1/_4$ Atm hochgeheizt. Dieser Druck von $^1/_4$ Atm ist unbedingt erforderlich, um zu verhindern, daß das Metall nach außen diffundiert. Die Aufnahmen der unverschobenen Neonlinien wurden bei diesem kleinen Druck vorgenommen. Zur Verschiebungsmessung wurde dann die beabsichtigte Neonmenge eingelassen, hierauf bei jedem Fülldrück der Ofen langsam hochgeheizt und in kleineren Temperaturstufen mehrere Ausnahmen gemacht. Die Platten mit der günstigsten Absorptionstiefe wurden ausphotometriert.

Ergebnisse

Gemessen wurden die Rubidiumlinien $1\,S—14\,P$ bis $1\,S—20\,P$. Sämtliche Messungen sind zweimal ausgeführt, sie ergaben völlige Übereinstimmung. Die Zahlentafeln zeigen die Verschiebungen in cm^{-1} für die angegebenen Drucke und Temperaturen. Das Ergebnis bei allen untersuchten Linien ist in der folgenden Zahlentafel[7]) mitgeteilt.

Die Zahlentafel zeigt, daß die Verschiebung aller Linien nach Violett geht und am Serienende

Zahlentafel

p Druck	T absolut	Relative Dichte	Verschiebung cm^{-1}
$1\,S—14\,P$ (Abb. 1). $\lambda = 3015{,}2$ Å			
8	525	4,35	1,98
13,7	523	7,15	3,63
20	558	9,78	4,95
26	567	12,51	5,94
38,1	658	15,80	7,50
$1\,S—15\,P$ (Abb. 2). $\lambda = 3009{,}3$ Å			
8	525	4,35	1,98
13,7	523	7,15	3,76
20	558	9,78	4,97
26	567	12,51	5,82
38,1	658	15,80	7,45
$1\,S—16\,P$. $\lambda = 3004{,}1$ Å			
8	525	4,35	2,1
13,7	523	7,15	—
20	558	9,78	4,24
26	567	12,51	5,27
$1\,S—17\,P$ (Abb. 3). $\lambda = 3000{,}0$ Å			
8	525	4,35	1,96
13,7	523	7,15	3,66
20	558	9,78	4,66
26	567	12,51	5,60
38,1	658	15,80	7,30
$1\,S—18\,P$ (Abb. 4). $\lambda = 2996{,}5$ Å			
8	525	4,35	1,87
13,7	523	7,15	3,74
20	558	9,78	4,35
26	567	12,51	5,61
$1\,S—19\,P$ (Abb. 5). $\lambda = 2993{,}5$ Å			
8	525	4,35	2
13,7	523	7,15	3,74
20	558	9,78	4,35
26	567	12,51	6,16
$1\,S—20\,P$. $\lambda = 2991{,}1$ Å			
8	525	4,35	2
13,7	523	7,15	3,68
20	558	9,78	4,36
26	567	12,51	5,80

[7]) Unter relativer Dichte eines Gases versteht man das Verhältnis der Dichte des Gases zu seiner Dichte bei 0° und einer Atmosphäre.

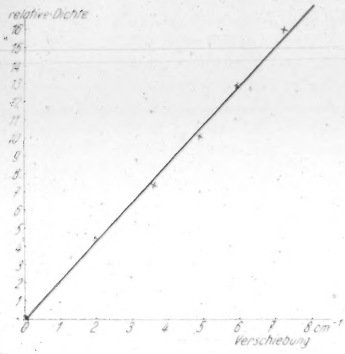


Abb. 1. $1S—14P$

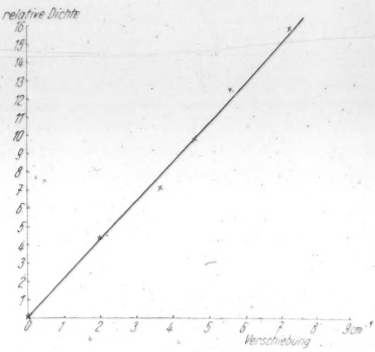


Abb. 3. $1S—17P$

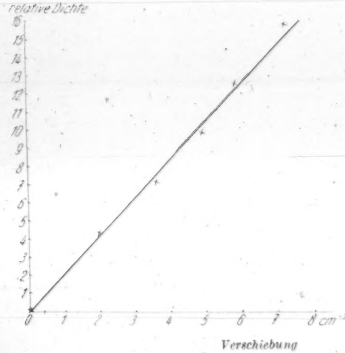


Abb. 2. $1S—15P$

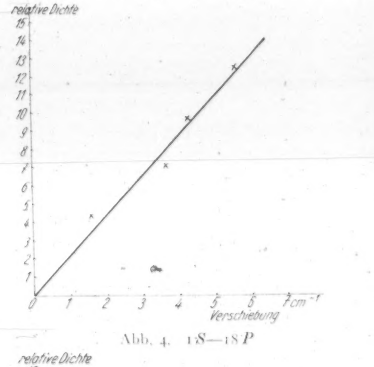


Abb. 4. $1S—18P$

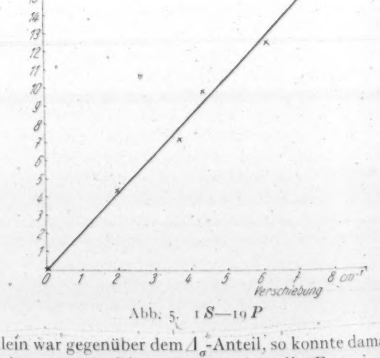


Abb. 5. $1S—19P$

konstant wird. Dies stimmt mit früheren Arbeiten überein. Berücksichtigt man, daß die Bestimmung des Maximums der verschobenen Linien mit einem Fehler von 0,02 mm (auf der Platte) behaftet ist, ferner, daß die durch Neon verursachten Verschiebungen äußerst klein sind gegenüber den Verschiebungen durch Helium und Argon, so muß das Konstantwerden der Verschiebung am Serienende als recht gut betrachtet werden.

Aus der Zahlentafel und den Abbildungen liest man als wesentlichstes Ergebnis ab:

Die Verschiebung der Linien ist proportional zur relativen Dichte.

Ein Nulldurchgang der Verschiebung, wie er nach der Fermischen Theorie eintreten müßte, *findet nicht statt.*

Dies stimmt überein mit dem von Füchtbauer und v. Heesen gefundenen Resultat, daß beim Helium die Verschiebung auch für hohe Serienlinien genau proportional der relativen Dichte wächst. Da jedoch die durch Helium hervorgerufene Verschiebung sehr groß war und dort der Δ_ε-Anteil klein war gegenüber dem Δ_σ-Anteil, so konnte damals keine so endgültige Aussage über die Fermische Theorie gemacht werden wie jetzt auf Grund unserer Neonmessungen.

Die beim Neon gefundene strenge Proportionalität der Verschiebung mit der Dichte steht im Wider-

spruch zur Berechnung des Δ_2-Anteils, der nach Fermi mit der vierdrittelten Potenz der Dichte proportional sein soll. Die vierdrittelte Potenz des Δ_2-Anteils würde vielmehr beim Neon dazuführen, daß etwa bei der Dichte 10 die Verschiebung von violetten Werten durch Null zu stark wachsenden roten Werten übergehen müßte. Wie man aus den Abbildungen sieht, ist von einem solchen Übergang tatsächlich nicht die geringste Andeutung vorhanden.

Zum Schluß möchten wir noch betonen, daß durch diese Messungen die Grundlagen der Fermischen Theorie nicht erschüttert werden. Doch muß die Berechnung von Fermi so abgeändert werden, daß *auch der von der Dielektrizitätskonstanten herrührende Verschiebungsanteil mit der relativen Dichte des Störgases proportional wird.*

Zusammenfassung

Es wird die Verschiebung der höheren Hauptserienlinien des Rubidiums ($1S$—$14P$ bis $1S$—$20P$) durch Neon als Störgas untersucht. Sie geht nach Violett und wird am Serienende für alle Linien bei jeder Dichte konstant. Die Verschiebung nimmt genau proportional zur relativen Dichte zu. Von dem nach der Fermischen Berechnung zu erwartenden Verhalten, wonach die Verschiebung bei steigender relativer Dichte von Violett zu Rot übergehen müßte, ist trotz Ausdehnung der Untersuchung bis zur relativen Dichte 16 keine Andeutung vorhanden. Also muß auch der von der Dielektrizitätskonstante abhängige Verschiebungsanteil der Dichte des Störgases proportional sein.

Der Helmholtzgesellschaft und der Deutschen Forschungsgemeinschaft danken wir für die bei den Versuchen verwendeten Apparate, sowie der Gesellschaft für Lindes Eismaschinen für die Überlassung der wertvollen und sorgfältig gereinigten Edelgase.

(Eingegangen am 17. Oktober 1940)

Die Leuchtdichte des positiven Reinkohlebogenkraters und die Verdampfungstemperatur des Kohlenstoffs

Von W. Finkelnburg, Darmstadt

Nach gemeinsam mit H. Schluge ausgeführten Versuchen

Aus dem Physikalischen Institut der Technischen Hochschule Darmstadt)

Mit 4 Abbildungen im Text

Inhalt. 1. Ziel der Arbeit. 2. Experimentelles. 3. Die Leuchtdichte des Reinkohlebogenkraters. 4. Leuchtdichtemessungen an überlasteten nichtzischenden Homogenkohlen. 5. Diskussion der Ergebnisse. 6. Zusammenfassung der Ergebnisse.

1. Ziel der Arbeit

Obwohl seit über 60 Jahren eine sehr große Zahl von Arbeiten über die Leuchtdichte und Temperatur des positiven Reinkohlebogenkraters und ihren Zusammenhang mit der Sublimationstemperatur des Kohlenstoffs erschienen sind, sind die Verhältnisse noch keineswegs geklärt. Da namentlich im technischen Schrifttum die das Problem betreffenden Fragestellungen nicht selten verwechselt oder durcheinandergeworfen werden, wollen wir zunächst drei zu beantwortende Grundfragen herausstellen:

1. Sind Leuchtdichte und Temperatur des positiven Kraters des bei Atmosphärendruck brennenden Rein-[1]) und Homogenkohlebogens allgemein von der Stromstärke unabhängig und gleich den Werten des bei Atmosphärendruck verdampfenden (sublimierenden) Kohlenstoffs?

2. Wenn diese weitestgehende Behauptung (1) abgelehnt werden muß: Gibt es einen Belastungsbereich des positiven Kraters, in dem dieser unter bestimmten Versuchsbedingungen reproduzierbar eine konstante Leuchtdichte und Temperatur annimmt, die als Strahlungs- und Temperaturnormal in Betracht kommt?

3. Ist bei Bejahung von (2) diese Temperatur identisch mit der Sublimationstemperatur des Kohlenstoffs oder wie ist sie sonst zu deuten?

Die Behauptung (1) wurde besonders von Lummer[2]) auf Grund eingehender Messungen aufgestellt. Die Leuchtdichte von 18500 Stilb und die ihr entsprechende schwarze Temperatur von 3820° abs. gelten seitdem vielfach direkt als Naturkonstanten. Unsere Messungen, über die hier berichtet werden soll, haben dagegen ergeben, daß Leuchtdichte und Temperatur des positiven Kraters in dem Stromstärkebereich, in dem bereits die ganze Stirnfläche der Positivkohle leuchtet, sehr erheblich, und zwar linear mit der Stromstärke zunehmen. Im normalen Betrieb besitzt der positive Krater also jedenfalls nicht die Verdampfungstemperatur des Kohlenstoffs.

In neuerer Zeit sind nun Chaney, Hamister und Glass[3]) in einer sorgfältigen Untersuchung zu dem Ergebnis gekommen, daß bei Verwendung besonders reiner, dünner Graphitkohlen und Stromdichten über 125 A/cm² dicht vor dem Zischen tatsächlich reproduzierbar eine Leuchtdichte von 18500 sb entsprechend einer schwarzen Temperatur von 3820° abs. erreicht werden kann. Dieses

[1]) Als Reinkohlen bezeichnet man bekanntlich Kohlen, die zur Bogenberuhigung einen im wesentlichen aus Kohlepulver mit Bindemitteln, aber ohne Leuchtsalzzusatz, gepreßten Docht besitzen.

[2]) O. Lummer, Verflüssigung der Kohle. Braunschweig 1914.

[3]) N. K. Chaney, V. C. Hamister u. S. W. Glass, Trans. electrochem. Soc. **67** (1935), 201; vgl. auch H. G. McPherson, Journ. opt. Soc. Amer. 1940, Mai-Heft.

Bogenstadium wird deshalb als Strahlungs- und Temperaturnormal vorgeschlagen.

Die amerikanischen Forscher sind nun der Ansicht, daß bei diesen Betriebsbedingungen die Sublimationstemperatur des Kohlenstoffs bei Atmosphärendruck erreicht ist. Wir dagegen sind zu der Ansicht gelangt, daß die Sublimationstemperatur des Kohlenstoffs höher liegen muß, weil wir bei unseren Versuchen noch beträchtlich höhere Leuchtdichten und damit Temperaturen des positiven Kraters erhalten haben. Es wird deshalb im folgenden das ganze Problem des Zusammenhangs von Leuchtdichte und Temperatur des positiven Kraters mit der Verdampfungstemperatur des Kohlenstoffs noch einmal aufgerollt.

2. Experimentelles

Während Lummer seine Leuchtdichtemessungen mit dem Interferenzphotometer ausführte und daher

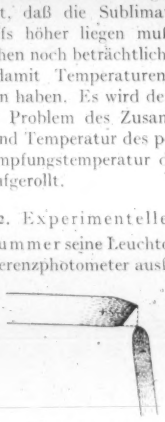


Abb. 1. Stellung der Kohlen bei den Untersuchungen

auf die jeweils hellste Stelle des Kraters einstellte, haben wir mittels Photozelle die mittlere Leuchtdichte der Kratermitte gemessen, wobei unser Zellendurchmesser $^1/_3$ bis $^1/_5$ des Kraterbilddurchmessers betrug. Hierdurch war bedingt, daß wir erst oberhalb einer Mindeststromstärke maßen, bei der der leuchtende Krater bereits den wesentlichen Teil der Anodenstirnfläche ausmachte.

Benutzt wurde ein frisch geeichtes, auf mittlere Augenempfindlichkeit korrigiertes Filter-Photronelement nach Dr. Dresler von Zierold. Nach der schon früher benutzten Methode[4]) wurde die leuchtende Kraterfläche mittels einer ausgeblendeten Linse stark vergrößert auf der Zelle abgebildet und aus der so gemessenen Beleuchtungsstärke im Bild und den geometrischen Verhältnissen die Leuchtdichte berechnet, wobei der durch die dünne Linse bewirkte Verlust durch Messung in Übereinstimmung mit der Rechnung zu 6 v. H. ermittelt und berücksichtigt wurde.

Gemessen wurden meist Kinodochtkohlen Marke Mira sowie Kinohomogenkohlen der Ringsdorff-Werke, doch wurden auch Vergleichsmessungen mit anderen Fabrikaten ausgeführt. Zur Verfügung stand Gleichstrom von 140 V; gearbeitet wurde mit einer Artisol-Winkelbogenlampe mit 100°-Winkel, und zwar ohne Blasmagnet. Der Kohlenabstand war in der üblichen Weise durch das rechtwinklige Dreieck (Abb. 1) bestimmt, dessen Spitze vom negativen Krater und dessen Hypothenuse von der leuchtenden Anodenstirnfläche gebildet wird. Der Abstand wurde durch Handregulierung genau konstant gehalten.

Eine Anzahl von Meßreihen wurden unter Zwischenschaltung eines Rotfilters (Schott RGl) ausgeführt, um den Einfluß etwaiger C_2- und CN-Emission auszuschalten.

3. Die Leuchtdichte des Reinkohlebogenkraters

Bei den Reinkohlemessungen wurde bei jeder Stromstärke bis zum Erreichen eines innerhalb $\pm$ 2 v. H. konstanten Leuchtdichtewertes eingebrannt und dann eine größere Anzahl von Messungen nach jeweils gleichen Zeitabständen gemacht.

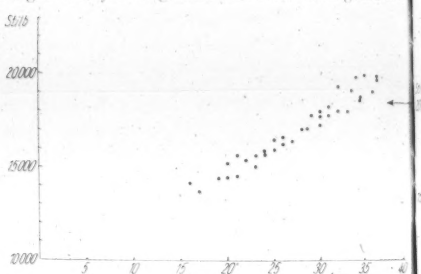


Abb. 2. Leuchtdichte des Dochtes der 12-mm-Reinkohle RW Mira in Abhängigkeit von der Stromstärke. Der Pfeil bezeichnet die früher behauptete Grenzleuchtdichte

Als Beispiel zeigt Abb. 2 das Ergebnis für die 12-mm-Mira, dem alle übrigen Meßreihen gleichen, nämlich den innerhalb der Meßgenauigkeit linearen Anstieg der Leuchtdichte mit der Stromstärke. Jeder Meßpunkt der Abb. 2 ist also der Mittelwert einer größeren Anzahl, um höchstens $\pm$ 2 v. H. schwankender Meßwerte. Bei der Auswertung der Messungen fiel uns auf, daß die Streuung jeder einzelnen Meßreihe ähnlich wie bei unseren Hochstrombogenmessungen wesentlich kleiner als die aus Abb. 2 ersichtliche mittlere Streuung war. Unsere Annahme, daß die atmosphärischen Bedingungen, Druck und Temperatur, besonders aber die Feuchtigkeit, auf den Entladungsvorgang und damit auch auf die Leuchtdichte einen gewissen Einfluß haben, konnte allerdings noch nicht bewiesen werden.

Da wir durch spektroskopische Aufnahmen festgestellt hatten, daß die Gasstrahlung des Bogens außer einigen schwachen Verunreinigungslinien nur die violetten CN-Banden und ganz schwach die grünen C_2-Banden (Swan-Banden) enthielt, wurde durch eine Meßreihe mit Rotfilter vor der Zelle nachgewiesen, daß der Anstieg der Leuchtdichte mit

[4]) W. Finkelnburg, ZS. f. Phys. **113** (1939), 563.

der Stromstärke auch für bandenfreie Spektralgebiete gilt, also keinesfalls durch eine Gasstrahlung vorgetäuscht sein kann. Leuchtdichtemessungen der Gasstrahlung allein bei quergestelltem Bogen bestätigten diesen Schluß. Die Leuchtdichte des positiven Kraters der Mira-Reinkohlen nimmt also annähernd linear mit der Stromstärke zu, und zwar bei Verdopplung der Stromstärke bei der 12-mm-Mira um 36 v. H. Dieser Wert zeigt, daß die Leuchtdichtezunahme auch technisch keineswegs belanglos ist.

Für die Lichttechnik ist ferner wichtig, daß bei der üblichen, etwa im Handbuch der Lichttechnik angegebenen Normalbelastung von Reinkohlen diese keineswegs, wie früher angenommen, die Leuchtdichte von 18 500 Stilb besitzen, sondern meist eine merklich geringere, z. B. bei der 25-A-Normalbelastung der 12-mm-Mira in unserer Lampe nach Abb. 3 nur 16 100 Stilb.

Von Interesse ist auch die Abhängigkeit der Leuchtdichte vom Kohlendurchmesser, die aus Abb. 3 abzulesen ist. Die zur Erzielung einer bestimmten

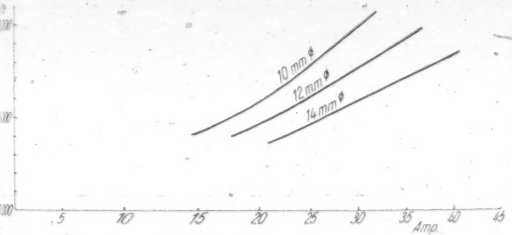


Abb. 3. Leuchtdichte der Reinkohlen RW Mira in Abhängigkeit von der Stromstärke und vom Kohlendurchmesser

Leuchtdichte mit Kohlen verschiedener Durchmesser erforderlichen Stromstärken nehmen langsamer zu als die Kohlenquerschnitte. Für den Reinkohlebogen gilt also nicht das von uns für den Hochstrombogen gefundene Gesetz der linearen Abhängigkeit vom Durchmesser, sondern die Abhängigkeit liegt zwischen der linearen und der quadratischen. Das ist theoretisch verständlich, da die Abstrahlung proportional dem Kohlenquerschnitt ist, die Wärmeableitung aber mit der Oberfläche des Bogens selbst geht, und diese ist näherungsweise dem Kohlendurchmesser proportional.

Bei Überschreitung der aus Abb. 2 und 3 ersichtlichen Höchststromstärken begannen bei der gegebenen Kohlenstellung die positiven Reinkohlen zu zischen, wobei dunkle Löcher im Docht entstehen, die jede weitere Messung verhindern.

Vergleichsmessungen mit Reinkohlen anderer Fabrikate ergaben stets einen der Abb. 3 ähnlichen Anstieg der Leuchtdichte mit der Stromstärke, aber verschiedene Absolutwerte der Leuchtdichte und verschiedene Zischneigung und Zischgrenzen. Damit scheint erwiesen, daß erwartungsgemäß keineswegs alle Reinkohlen identisch sind, wie früher meist behauptet wurde, sondern daß Herstellungsverfahren und geringe Dochtverschiedenheiten auch auf das lichttechnische Verhalten von Einfluß sind. Das zeigt auch die im allgemeinen durchaus verschiedene Leuchtdichte von Docht und Mantel. Alle diese Beobachtungen sind mit einer Deutung der Reinkohlekratertemperatur als Sublimationstemperatur des Kohlenstoffs nicht vereinbar.

4. Leuchtdichtemessungen an überlasteten nichtzischenden Homogenkohlen

Da das einsetzende Zischen beim Reinkohlebogen eine weitere Messung bei vergrößerter Stromstärke verhinderte, untersuchten wir die Leuchtdichte

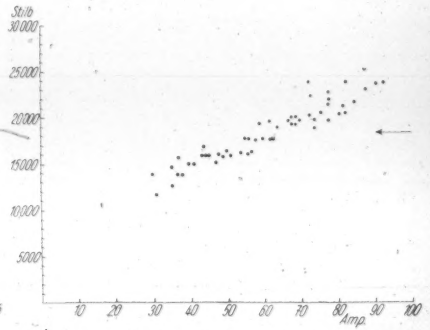


Abb. 4. Leuchtdichte der stark überlasteten 7-mm-RW-Kinohomogenkohle, gemessen in den zischfreien Pausen, in Abhängigkeit von der Stromstärke.
Der Pfeil bezeichnet die früher behauptete Grenzleuchtdichte

einer stark überlasteten, nichtzischenden 7-mm-Homogenkohle. Aus unseren früheren Untersuchungen[5]) war nämlich bekannt, daß bei starker Überlastung der meist zischende Homogenkohlebogen häufig für einige Sekunden in die nichtzischende Bogenform umschlägt. Wir haben nun in diesen kurzen Intervallen Stromstärke und Leuchtdichte des Homogenkohlenkraters gemessen und die in Abb. 4 dargestellten Meßpunkte erhalten. Sie zeigen wiederum den nahezu linearen Anstieg der Leuchtdichte mit der Stromstärke, und zwar bis zu 25 000 sb, also ganz erheblich über die behauptete obere Grenze von 18 500 sb hinaus. Durch Rotfiltermessungen wurde wieder festgestellt, daß dieser Anstieg nicht durch Gasstrahlung bedingt ist, sondern daß es sich wirklich um die Strahlung des glühenden Kraters handeln muß. Die Abb. 4 zeigt also die Leuchtdichte der stark überlasteten 7-mm-Homogenkohle in den zischfreien Pausen; sie darf

[5]) W. Finkelnburg, ZS. f. Phys. **112** (1939), 310.

daher nicht verglichen werden mit der Abb. 2, die sich auf die geringe Belastung der 12-mm-Reinkohle vor Erreichen der Zischgrenze bezieht. Bei ähnlich geringer Belastung zeigt die 7-mm-Homogenkohle schon bei 7 A 16000 sb; ihre Leuchtdichte steigt auf 19000 sb bei Stromstärkesteigerung auf 12 A. Oberhalb dieses Wertes setzt meist Zischen ein. Zwischen der Leuchtdichtekurve bei geringer Belastung und der in Abb. 4 dargestellten bei Überlastung existiert also ein Sprung, dessen Ursache noch nicht aufgeklärt ist. Für unsere jetzige Fragestellung aber ist entscheidend, daß in beiden Gebieten die Leuchtdichte stromstärkeabhängig ist.

5. Diskussion der Ergebnisse

Wir kommen aus unseren Messungen also zu einer Ablehnung der Lummerschen Vorstellungen. Denn der gemessenen Leuchtdichtesteigerung muß, da eine andere Ursache nicht festzustellen ist, eine Temperatursteigerung des positiven Kraters entsprechen, woraus folgt, daß die der Leuchtdichte von 18500 sb entsprechende Kratertemperatur nicht die Sublimationstemperatur des Kohlenstoffs sein kann. Letztere muß vielmehr höher liegen.

Mit Bezug auf gelegentliche Bemerkungen im technischen Schrifttum soll noch darauf hingewiesen werden, daß der bis zum Erreichen der Verdampfungstemperatur annähernd lineare Anstieg der Leuchtdichte auch der theoretischen Erwartung entspricht, und daß dann ein plötzlicher Übergang zur konstanten Leuchtdichte eintreten muß, während die gelegentlich behauptete „Konvergenz der Leuchtdichte gegen einen durch die Sublimationstemperatur bestimmten Grenzwert" theoretisch unverständlich wäre.

Gegen die Deutung der vor dem Zischen erreichbaren Maximaltemperatur des Kraters als Sublimationstemperatur spricht weiter die Tatsache, daß diese Grenzleuchtdichte für Graphit- und andere Kohlen verschieden groß zu sein scheint, während beim Verdampfungspunkt natürlich keine verschiedenen Kohlenstoffmodifikationen mehr existieren können und folglich eine bestimmte Maximaltemperatur zu erwarten wäre.

Schließlich müßte die Kratertemperatur, wenn sie als Sublimationstemperatur des Kohlenstoffs gedeutet werden soll, unabhängig von dem den Bogen umgebenden Gas nur durch dessen Druck bestimmt sein. Das haben Kohn und Guckel[6]) angeblich auch gefunden. Schon die einfache Beobachtung zeigt aber die äußerst geringe Leuchtdichte des in Argon brennenden Bogens, und eine neue, sehr sorgfältige Untersuchung von Steinle[7]) hat denn auch äußerst verschiedene Maximaltemperaturen des in verschiedenen Gasen brennenden Bogens ergeben, und zwar für Luft eine schwarze Temperatur von 3818° abs., für N_2 eine solche von 3544° und für Argon eine solche von nur 3433° abs.

Aus unseren Messungen und völlig unabhängig aus denen von Steinle folgt also, daß keine der bisher beobachteten Kratertemperaturen des Rein- oder Homogenkohlenbogens als die Sublimationstemperatur des Kohlenstoffs angesehen werden kann. Die sich einstellenden Kratertemperaturen sind also einfach Gleichgewichtstemperaturen in dem Sinne, daß gerade bei dieser Temperatur die Energiezufuhr der Summe der abgestrahlten und abgeleiteten Energie gleich ist. Daß die maximale, vor Einsetzen des Zischens unter bestimmten Bedingungen konstant erreichbare schwarze Kratertemperatur reproduzierbar 3820° abs. ist und sich daher als Strahlungsnormal zu eignen scheint, ist von der Deutung dieser Temperatur als Gleichgewichtstemperatur und nicht als Sublimationstemperatur des Kohlenstoffs unabhängig. Theoretisch verständlich wird diese unter bestimmten Bedingungen erreichbare Konstanz erst werden, wenn der Zischvorgang und seine Ursachen im einzelnen erforscht sind[8]).

Bisher war stets nur von schwarzen Temperaturen die Rede. Es sei dehalb noch kurz auf die Frage der wahren Kratertemperatur eingegangen. Lummer[2]) war auf Grund einer nur rohen Messung des spektralen Intensitätsmaximums sowie durch Annahme eines sehr niedrigen Absorptionsvermögens der Kohle zu einer wahren Kratertemperatur von 4200° abs. gelangt, und dieser Wert ist auch in fast alle Lehrbücher der Physik übergegangen. Neuere Messungen[3]) haben aber für das Absorptionsvermögen der Kohle bei höchsten Temperaturen den Wert $A = 0{,}80 \pm 0{,}03$ ergeben. Da der Zusammenhang zwischen der schwarzen Temperatur T_s und der wahren Temperatur T für einen grauen Strahler wie Kohle durch die Gleichung

$$T_s^4 = A \cdot T^4$$

gegeben ist, folgt aus der unter Normalbedingungen erreichbaren schwarzen Maximaltemperatur des Kraters von 3820° abs. mit $A = 0{,}80$ eine wahre Kratertemperatur von 4040° abs. Andererseits fanden Chaney und Mitarbeiter[3]) das spektrale Intensitätsmaximum unter den gleichen Bedingungen bei 7350 Å, woraus eine wahre Temperatur von 3925° abs. folgt. Für die maximale wahre Kratertemperatur des nichtzischenden, nicht überlasteten Rein- oder Homogenkohlenbogens kann man

[6]) H. Kohn u. M. Guckel, ZS. f. Phys. **27** (1924), 318.
[7]) H. Steinle, ZS. f. angew. Mineral. **2** (1939), 28.

[8]) Nach den ebenfalls auf der Physiker-Tagung vorgetragenen Untersuchungen von Weizel und Faßbender zieht sich beim zischenden Homogenkohlebogen der Anodenbrennfleck auf einen äußerst kleinen Querschnitt zusammen, dessen Leuchtdichte dann die des übrigen Kratergrundes ganz erheblich übersteigt. Auch diese Untersuchung spricht für unsere Auffassung, da erst in diesem konzentrierten Brennfleck höchster Leuchtdichte die Sublimationstemperatur des Kohlenstoffs erreicht zu werden scheint, wie man aus der Kohlenstoffdampferuption des Brennflecks schließen muß.

also als derzeitig besten Wert 4000^0 abs. ansetzen. Die Sublimationstemperatur des Kohlenstoffs muß also erheblich über 4000^0 abs. liegen. Mit dieser unserer Ansicht deckt sich das Ergebnis einer nach Abschluß unserer Messungen erschienenen Arbeit von Podszus [9]), der aus der theoretischen Auswertung älterer Versuche ebenfalls auf eine wesentlich über 4000^0 liegende Sublimationstemperatur des Kohlenstoffs schließt. Seinen Rechnungen liegt zwar die irrtümliche Annahme der Zweiatomigkeit des Kohlenstoffs auch bei diesen hohen Temperaturen zugrunde, doch dürfte das an seinem Endergebnis nicht allzu viel ändern.

6. Zusammenfassung der Ergebnisse

1. Die Leuchtdichte des positiven Rein- und Homogenkohlenbogens wächst nach Abb. 2 bis 4 nahezu linear mit der Stromstärke. Ein Anstieg über 18000 bis 19000 Stilb hinaus wird im allgemeinen durch das bei höherer Belastung einsetzende Zischen unterbrochen, läßt sich aber gelegentlich bis mindestens 25000 Stilb verfolgen. Diese Stromstärkeabhängigkeit der Leuchtdichte ist wegen ihrer Größe auch technisch von Bedeutung.

2. Von einer Leuchtdichtekonstanz kann also ebensowenig die Rede sein wie von der gelegentlich behaupteten Konvergenz gegen einen Grenzwert von 18500 Stilb. Trotzdem kann dieser für Eichzwecke viel benutzte Wert anscheinend unter bestimmten Bedingungen mit reinen Graphitstäbchen kurz vor dem Zischen reproduzierbar erreicht werden.

3. Der mit der Belastung wachsenden Leuchtdichte des positiven Kraters muß eine stromstärkeabhängige Kratertemperatur entsprechen. Die Temperatur des positiven Kraters kann also nicht, wie seit Lummer allgemein angenommen wurde, die Sublimationstemperatur des Kohlenstoffs sein. Die der Leuchtdichte 18500 Stilb entsprechende wahre Kratertemperatur beträgt 4000^0 abs., die Verdampfungstemperatur des Kohlenstoffs muß mehrere 100^0 höher liegen. Mit diesem Ergebnis stimmen unabhängige Versuche und Überlegungen von Steinle, Weizel und Faßbender, sowie Podszus gut überein.

Die Arbeit wurde im Physikalischen Institut der Technischen Hochschule Darmstadt ausgeführt. Herrn Prof. Rau danken wir für sein Interesse, der Deutschen Forschungsgemeinschaft und der Helmholtz-Gesellschaft für Überlassung von Instrumenten, den Herren Schuh und Steigerwald für Hilfe bei den Messungen. Unser besonderer Dank gilt wieder den Ringsdorff-Werken K.G. in Mehlem a. Rh. für ihre Unterstützung der Arbeit und den Herren Professor Konen, Bad Godesberg, und Dr. Neukirchen, Mehlem, für interessante Diskussionen und Anregungen.

[9]) E. Podszus, ZS. f. Phys. **115** (1940), 651.

(Eingegangen am 14. September 1940)

Magnetische Widerstandsvermehrung und Leitungstypen der Metalle [1])

Von E. Justi

Nach gemeinsam mit J. Kramer, H. Scheffers und Reinhard Schulze ausgeführten Messungen

(Mitteilung aus der Physikalisch-Technischen Reichsanstalt in Berlin-Charlottenburg)

Mit 7 Abbildungen im Text

Inhalt. 1. Einleitung und Aufgabenstellung. 2. Die Entwicklung von der universellen Metalltheorie zur Typenlehre. 3. Die Kohlersche Regel und ihre Ausnahmen. 4. Die Prüfung der Typenlehre im reduzierten Kohlerdiagramm. 5. Zusammenfassung. 6. Schrifttum.

1. Einleitung und Aufgabenstellung

Seit Sommerfeld [1] 1918 die Fermistatistik für das Elektronengas eingeführt hat, sind die Hauptschwierigkeiten der klassischen Metalltheorie behoben. Während das Elektronengas mit Maxwellscher Statistik einen temperaturunabhängigen Beitrag zur spezifischen Wärme von $3\,R/2$ cal/mol. Grad je Ionisierungsgrad verlangte, ergab die Theorie mit Fermistatistik eine sehr geringe, merklich linear temperaturabhängige Elektronenwärme, um die in guter Übereinstimmung mit neueren Messungen die spezifische Wärme eines Metalles größer ist als die eines Isolators gleicher Gitterschwingungsenergie. Ein anderer Fortschritt besteht darin, daß nunmehr der elektrische Widerstand nicht länger explizit temperaturunabhängig bleibt, sondern mit sinkender Temperatur verschwindet. Dies folgt anschaulich aus dem in der Fermistatistik enthaltenen Pauliverbot, das bei tiefen Temperaturen infolge beiderseits voll besetzter niederster Energieniveaus den Energieaustausch zwischen Leitungselektronen und den diese sonst streuenden Gitterschwingungen aufhebt, so daß der Widerstand ungeachtet der bei $T = 0^0$ abs. fortbestehenden Nullpunktsschwingung des Gitters verschwindet. Trotz solcher Erfolge bleibt die neuere Elektronengastheorie weiter verbesserungsbedürftig, da sie z. B. die galvanomagnetischen Effekte nicht richtig wiederzugeben vermag. Die Erklärung gerade dieser Erscheinungen verlangt Berechnungen höherer Näherung mit sehr spezifizierten Annahmen, so daß umgekehrt galvanomagnetische Versuchsergebnisse ganz besonders geeignet sind, die Theorie des metallischen Zustandes zu vervollkommnen, als dessen kennzeichnendste Eigenschaft wir die Elektronenleitung ansehen.

2. Die Entwicklung von der universellen Metalltheorie zur Typenlehre

Umfangreiche Messungen über die Widerstandsänderung, die ein Metalldraht durch ein zu seiner

[1]) Vortrag mit Demonstrationen auf der Deutschen Physikertagung des Kriegsjahres 1940 in Berlin.

Achse senkrechtes Magnetfeld erleidet, wurden zuerst von Grunmach [2] angestellt; sie ergaben bei Zimmertemperatur und einigen 10000 Gauß relative Widerstandsänderungen von einigen 10^{-4} bis 10^{-5}. Die Sommerfeld-Frankschе Theorie liefert ihrerseits für das freie isotrope Elektronengas einen Höchstwert der relativen Widerstandsänderung von einigen 10^{-4}, der als Sättigungswert erreicht werden soll. Experimentell begründete Zweifel an der Richtigkeit dieser Theorie äußerte zuerst Kapitza [3], dem es 1929 gelungen war, kurzzeitig Felder bis zu 300000 Gauß zu erzeugen und damit den Widerstand reiner Metalle teilweise zu vervielfachen[2]). Dabei zeigte die magnetische Widerstandsvermehrung selbst bei diesen hohen Beträgen nicht die erwartete Sättigung, sondern wuchs linear oder gar beschleunigt weiter. Zu demselben Ergebnis gelangten bald darauf in der PTR. Meissner und Scheffers [4], die bei wesentlich geringerem Aufwand ähnlich große Widerstandsvermehrungen erzielen konnten, indem sie nur mäßig starke Magnetfelder ($H_{\max} = 13000$ Gauß), dafür aber gleichzeitig sehr tiefe Temperaturen anwandten, durch die der feldfreie Widerstand $\varrho_H = 0, T$ [Ohm·cm] der verwendeten äußerst reinen Au-Proben größenordnungsmäßig gesenkt wurde. In den seit 1934 zusammen mit den Herren Scheffers, Kramer und Reinhard Schulze ausgeführten Versuchen [5 bis 15] ist es uns im Kältelaboratorium der PTR. gelungen, z. B. den Widerstand des Wolframs [6] um das 100000fache zu steigern und damit den Meßbereich Kapitzas ebenso um etwa 5 Größenordnungen zu übertreffen, wie dieser gegenüber den früheren Messungen fortgeschritten war. Maßgebend für die Anlage solcher Versuche ist unsere Erkenntnis, daß die relative Widerstandsvermehrung $\Delta\varrho_{H,T}/\varrho_{H=0,T}$ entsprechend der später genauer zu erörternden Kohlerschen Regel [16] wesentlich vom Quotienten H/r_T abhängt ($r_T = R_T/R_{273°}$ = Widerstandsverhältnis), daß es also ebenso wirkungsvoll ist, den feldfreien Widerstand durch Reinigung und Abkühlung des Metalles zu senken, wie das Feld um denselben Faktor zu steigern.

Der experimentelle Fortschritt beruht wesentlich auf der Entwicklung von Vakuummantelflaschen für das flüssige He von nur 5 mm Außendurchmesser, die einen engen Polschuhabstand von nur 6 mm entsprechend 40100 Gauß unseres Boasmagneten [6] einzustellen erlauben. Daß ein statisches Magnetfeld genauere Meßergebnisse liefert als ein kurzzeitig andauerndes, sei nur nebenbei erwähnt. Die bei ihm verwendbaren höchstempfindlichen, langsam schwingenden Galvanometer erlauben es, mit sehr schwachen Meßströmen in der Probe auszukommen. Hierdurch, ebenso wie durch unsere magnetkraftfreie Montierung [5] der empfindlichen Kristallproben, werden diese vor Deformationen geschützt, denen sie bei der oszillographischen Messung in kurzlebigen Feldern bei höheren Belastungsströmen unvermeidlich ausgesetzt sind.

Schon unsere ersten Versuche an Au-Kristallen [5] brachten die Erklärung für das von uns beobachtete Anwachsen der Widerstandszunahme ohne Sättigungserscheinungen: sie zeigten nämlich, daß die Widerstandsvermehrung von dem jeweiligen Richtungsunterschied zwischen Magnetfeld und Kristallachsen der Probe abhängt, daß also trotz der regulären Kristallstruktur der Widerstand im

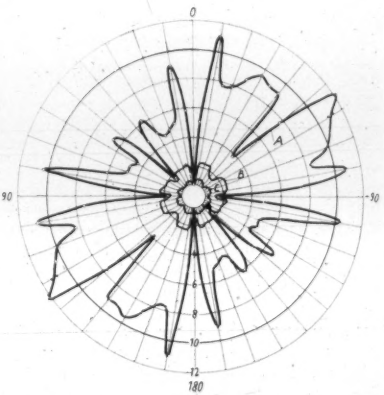


Abb. 1. Polardiagramm der relativen Widerstandszunahme des Goldeinkristalls Au 13 [100] in Abhängigkeit von einer Drehung des magnetischen Querfeldes $H_\perp$ in der Ebene $\perp$ zur Stabachse = Stromrichtung // [100];
Kurve A bei $T = 4{,}22°$ abs. und $H_\perp = 18{,}6$ [kG],
Kurve B bei $T = 20{,}4°$ abs. und $H = 35{,}2$ [kG],
Kurve C bei $T = 20{,}4°$ abs. und $H = 21{,}7$ [kG].

Magnetfeld anisotrop ist (Abb. 1). Diese Erscheinung war bisher der Beobachtung entgangen, teils weil die von W. Voigt [17] begründete phänomenologische (Symmetrie-)Theorie [vgl. 18] in uns jetzt inkonsequent erscheinender Weise die Isotropie der Widerstandszunahme regulär kristallisierender Leiter verlangte, teils weil diese Anisotropie mit der Grundvoraussetzung der Isotropie und Freiheit des Elektronengases offensichtlich unverträglich ist.

Das Polardiagramm (Abb. 1) der relativen Widerstandszunahme des Au-Kristalls in einem konstanten, um den Probestab als Achse gedrehten Magnetfeld von 18,6 kGauß zeigt eine angenähert vierzählige Symmetrie entsprechend dem Umstand, daß die Stabachse ungefähr mit der [100]-Würfelkante zusammenfällt. Jedesmal, wenn das Querfeld $\mathfrak{H}$ parallel oder senkrecht auf einer Würfelfläche [100] steht, treten Widerstandsminima auf,

[2]) Von den verwickelten Erscheinungen bei Wismut kann abgesehen werden, da hier andere Verhältnisse als bei den richtigen Metallen vorliegen.

dazwischen Widerstandsmaxima, wenn $\mathfrak{H}$ parallel oder senkrecht zu den durch die Flächendiagonale gehenden [1 1 0]-Ebenen verläuft. Die äußere Isotherme für $T = 4{,}2^0$ hat einen erheblich größeren Anisotropiefaktor $(\Delta\varrho_{max} - \Delta\varrho_{min})/\Delta\varrho_{mittel}$ als die innere für $20{,}4^0$ abs. und zeigt damit anschaulich die Rolle der thermischen Störschwingungen, die bei noch höheren Temperaturen die Anisotropie des Leitungsvorganges verwischen. Daraus, daß und wie Kurven für verschiedene H- bzw. r_T-Werte sich nicht ähnlich bleiben, folgt, daß die Widerstandsvermehrung im Minimum verzögert, im Maximum beschleunigt mit H/r_T ansteigen; der Mittelwert $\Delta\varrho_{H,T}/\varrho_{H=0,T}$ steigt annähernd linear mit H/r_T.

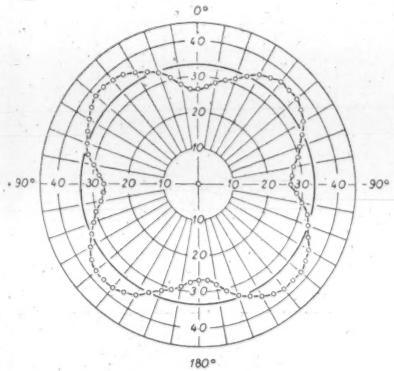


Abb. 2. Polardiagramm der Widerstandszunahme $10^7 \cdot \Delta\varrho_\perp$ des Kristalls Wo 2 [$\mathfrak{J}$ // 100] für $4{,}22^0$ abs. und $\mathfrak{H}_\perp = 18{,}6$ kG. [Nach Phys. ZS. **37** (1936), 703, Abb. 3]

Wesentlich einfachere Verhältnisse liegen nach dem Polardiagramm der Abb. 2 für Wolframkristalle [6] vor, bei denen sich die Kurven auch bei größeren T- und H-Änderungen ähnlich bleiben, da in allen Azimuten $\Delta\varrho_{H,T}/\varrho_{H=0,T}$ eine quadratische Funktion von $H/r_{H=0,T}$ bildet, was in bester Übereinstimmung mit der Theorie von Kohler ist [19], die auch das Zustandekommen der gewaltigen Beträge von $\Delta\varrho_{H,T}/\varrho_{H=0,T}$ aus der Kristallstruktur bzw. Brillouinzonenstruktur zu erklären vermag. In diesem Falle, der seiner theoretischen Zugänglichkeit wegen für die Leitfähigkeitslehre eine ähnliche Rolle wie der des He- oder H-Atoms in der Spektroskopie spielt, haben wir zum erstenmal den elektrischen Leitungsmechanismus bis in Einzelheiten zu verstehen gelernt.

Die primäre Bedeutung des Kristallgitters für den Leitungsvorgang zeigte sich schon äußerlich in den Überraschungen, die sich beim Untersuchen anderer Metalle ergaben. So weisen Kristalle von reinstem Al [17] keine merkliche Widerstandsanisotropie auf, und die relative Widerstandsänderung $\Delta\varrho_{H,T}/\varrho_{H=0,T}$ steigt in allen Azimuten verzögert zu einem deutlichen Sättigungswert von etwa 1 an. Umgekehrt fanden wir erst kürzlich nach Überwindung größter Versuchsschwierigkeiten entgegen unserer eigenen Erwartung, daß auch Alkalimetalle eine starke Widerstandsanisotropie besitzen [10], und zwar weisen sowohl das extrem große Atomvolumen wie die niedrige Sublimationswärme der Alkalien darauf hin, daß in diesen die Elektronen tatsächlich weitgehend frei sind. Weshalb trotzdem diese Anisotropie auftritt, konnten wir aus der extrem großen elastischen Anisotropie (der Dehnungs- und Drillungsmoduln sowie der Schallgeschwindigkeit) erklären, die im periodischen System von rechts nach links zunehmend hier Höchstwerte erreicht. Die Leitungselektronen werden also infolge der Anisotropie der elastischen Gitterschwingungen in verschiedenen Richtungen verschieden stark gestreut; diese Art von Zustandekommen des Widerstandes wird mit Stoßanisotropie bezeichnet [19]. In den Alkalien ist das „Elektronengas" zwar frei, aber nicht isotrop. Im Falle des Wolframs besteht umgekehrt keine merkliche elastische Anisotropie [20], dafür sind aber die Elektronen durch das dreifach periodische elektrostatische Potential des Metallionengitters anisotrop gebunden, also nicht „frei". In jedem Falle trägt man den experimentellen Ergebnissen dadurch Rechnung, daß man die Gesamtheit der Elektronen als „Flüssigkeit", nicht als „Gas" bezeichnet, denn ein anisotropes Gas ist ein Widerspruch in sich. Auch Welker [21] postulierte in anderem Zusammenhang die Bezeichnung „Elektronenflüssigkeit".

So interessant diese vielfachen neuen Erkenntnisse sind, haben sie doch zunächst die Möglichkeit einer universellen Theorie beseitigt und für jedes Metall einen eigenen, von der jeweiligen Kristallstruktur und äußeren Elektronenanordnung bestimmten Leitungsmechanismus gefordert. Glücklicherweise bleiben die Verhältnisse trotzdem recht einfach; durch den Nachweis weitgehender galvanomagnetischer Ähnlichkeiten, z. B. zwischen W und Mo [9], zwischen Al und In [12], zwischen Au, Ag und Cu [22] konnte unsere Vermutung [14, 15] bestätigt werden, daß es einige wenige „Leitungstypen" gibt, denen Metalle ähnlicher Kristallstruktur und äußerer Elektronenanordnung — z. B. Stellung in derselben Spalte des periodischen Systems — angehören. Auch Metalle verschiedener Spalten können diese Übereinstimmung zeigen. So gehören z. B. die sechswertigen Metalle W und Mo dem Typus des zweiwertigen, ebenfalls kubisch-raumzentrierten Ba an [11], da von den 6 Elektronen der Schwermetalle die 4 d-Elektronen wegen ihrer gegenüber den 2 s-Elektronen stärkeren Bindung für den Leitungsvorgang weitgehend ausfallen. Im folgenden Abschnitt soll ein Weg angegeben werden, diese Typenlehre genauer zu prüfen und die vielfältigen Einzelergebnisse erstmalig zu einer

Übersicht über das gesamte periodische System zusammenzufassen.

3. Die Kohlersche Regel und ihre Ausnahmen

Selbst wenn die Komplikationen durch die Anisotropie nicht auftreten, wie im Falle der dreiwertigen Metalle Al und In [7, 12], bleibt die magnetische Widerstandszunahme noch eine Funktion mehrerer Variabler wie der Temperatur, des Restwiderstandes und der Feldstärke. Hier erhebt sich die Frage, ob ein funktioneller Zusammenhang zwischen

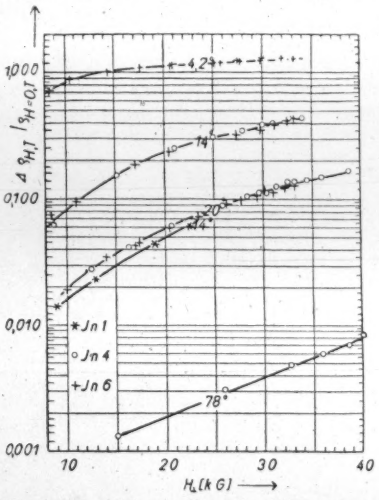


Abb. 3. Meßergebnisse für die relative Widerstandszunahme der Indiumproben In 1 (*), In 4 (o) und In 6 (+) als Funktion des angelegten magnetischen Querfeldes $H_\perp$ [kG] bei 4,2, 14, 20,4 und 78° abs.
[Nach Phys. ZS. **41** (1940), 117, Abb. 3]

diesen Größen gefunden werden kann, derart, daß sämtliche Widerstandsänderungen als Funktion eines einzigen Parameters aufgetragen werden können. In diesem Falle wäre eine Beziehung zwischen den Variablen T und H hergestellt, ähnlich wie die bekannte Clausiussche Differentialgleichung $(\partial C_p/\partial p)_T = -T\,(\partial^2 V/\partial T^2)_p$ thermische durch kalorische Größen und umgekehrt auszudrücken erlaubt. Folgende Beziehung fanden wir [7] heuristisch aus unseren Beobachtungen: Bei konstantem Querfeld $\mathfrak{H}_\perp$ nimmt die absolute Widerstandszunahme $\Delta\varrho_{H,T}$ [Ohm·cm] mit sinkender Temperatur zu, bleibt unverändert oder nimmt ab, je nachdem, ob die Widerstandszunahme bei konstanter Temperatur mit wachsendem Magnetfeld beschleunigt, linear oder verzögert zunimmt. Kurz darauf leitete Kohler [22] theoretisch eine Regel ab, wonach die über alle Azimute gemittelte relative Widerstandszunahme $\overline{\Delta\varrho_{H,T}}/\varrho_{H=0,T}$ lediglich eine Funktion des Quotienten H/r_T ist, unabhängig von größeren Variationen der Temperatur, Feldstärke und des Restwiderstandes z. Aus dieser Regel folgt unsere Vorzeichenregel durch eine Differentiation, so daß beide Beziehungen gleichbedeutend sind.

Am Beispiel des durch seine näherungsweise Isotropie besonders einfachen Falles Indium sei die Kohlersche Regel illustriert und geprüft. Die Abb. 3 zeigt unsere Meßergebnisse für die relative

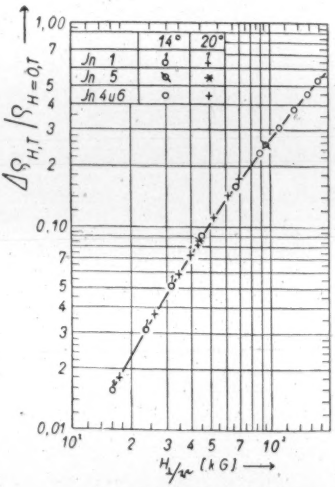


Abb. 4. Darstellung derselben Meßergebnisse im Kohlerschen Diagramm, $\overline{\Delta\varrho_{H,T}}/\varrho_{H=0,T} = f(H_\perp/r_{H=0,T})$ für einen beschränkten $H_\perp/r_{H=0,T}$-Bereich

Widerstandszunahme $\overline{\Delta\varrho_{H,T}}/\varrho_{H=0,T}$ als Funktion der Feldstärke bei jeweils konstanter Temperatur und Restwiderstand. Trägt man diese Meßpunkte statt als Funktion von H als solche von H/r_T auf, so findet man (Abb. 4), daß tatsächlich alle Punkte innerhalb der geringen Meßfehlergrenzen genau auf einer einzigen Kurve liegen. Diese Erfüllung der Kohlerschen Regel ist um so bemerkenswerter, als auch die Restwiderstände größenordnungsmäßig variieren, so daß z. B. die $\overline{\Delta\varrho_{H,T}}/\varrho_{H=0,T} = f(H)$-Kurve des unreinen In 1 für 14° abs. noch unter derjenigen des reinen In 6 bei 20,4° abs. verläuft (Abb. 3).

Abweichungen von dieser Regel haben wir dann beobachtet, wenn die theoretischen Voraussetzungen der Kohlerschen Ableitung nicht zutreffen. Diese Annahmen sind dieselben, wie sie bei der elektronen-

theoretischen Ableitung der Nernst-Matthiessenschen Regel vom additiven Restwiderstand gemacht werden [23]: es existiert eine mittlere isotrope Streuzeit $\bar{\tau}$ der Elektronen, durch deren Variierung man Änderungen von T und z darstellen kann, ohne daß eine Änderung der Anzahl der Leitungselektronen auftritt.

Nachdem wir oben schon gesehen hatten, daß die Schallgeschwindigkeitsanisotropie in der 1. Spalte des periodischen Systems zu einer Anisotropie der Widerstandszunahme führt, müssen wir jetzt erwarten, daß hier auch Abweichungen von der Kohlerschen Regel auftreten, weil die Voraussetzung der Isotropie der Stoßzeit nicht erfüllt ist. Diese Frage haben wir kürzlich an polykristallinem Au [24] geprüft, das nach Goens [25] elastisch stark

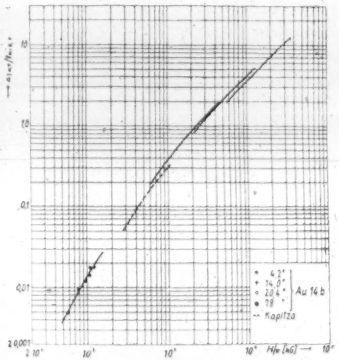


Abb. 5. Reduziertes Kohlersches Diagramm der relativen Widerstandsänderung $\lg \Delta \varrho_{H,T}/\varrho_{H=0,T}$ als Funktion von $\lg H_\perp/\tau_T$ für die polykristalline Goldprobe Au 14b

anisotrop ist und genauere Widerstandsmessungen zuläßt als die Alkalien. Das Ergebnis (Abb. 6) zeigt, daß tatsächlich nicht alle Punkte genau auf einer einzigen Kurve liegen, sondern daß sich aneinander nicht genau anschließende Kurvenäste für 78°, 20,4°, 14,0° und 4,2° ausbilden, die allerdings innerhalb eines schmalen Bandes liegen, das eine angenäherte Benutzung der Kohlerschen Regel durchaus noch erlaubt. Ähnliche Abweichungen von der Kohlerschen Regel bemerkt man auch bei den zweiwertigen Metallen, wie dies am Beispiel von polykristallinem Ba nach Justi und Kramer [11] dargestellt ist. Hier dürfte die geringere elastische Anisotropie kaum als Ursache ausreichen, vielmehr waren Abweichungen aus einem anderen Grund zu erwarten. Die zweiwertigen Metalle enthalten nämlich eine nach der Fermistatistik mit zwei Elektronen vollbesetzte 1. Brillouinzone, auf die eine ganz leere Zone folgt. Solche 2- (und $2n$-)wertigen Metalle wären elektrische Isolatoren, wenn sich nicht die 1. und 2. Zone ein wenig überlappten, so daß wenigstens ein geringer Bruchteil eines Elektrons als Ladungsträger die 1. Zone verlassen oder neu besetzen kann. Die effektive Leitungselektronenzahl solcher Metalle ist also außerordentlich gering, wie es auch ihr hoher spezifischer Widerstand erkennen läßt. Tritt nun bei Variation der Temperatur oder besonders der Verunreinigungen eine geringe Elektronenzahländerung ein, so fällt diese bei der an sich geringen Effektivelektronenzahl der Metalle geradzahliger Valenz prozentual sehr stark ins Gewicht, während dieselbe Änderung bei den 1-, 3-, 5- und

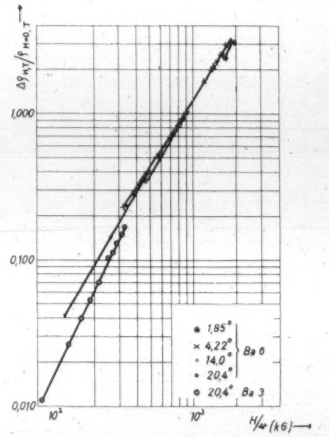


Abb. 6. Reduziertes Kohlersches Diagramm der relativen Widerstandsänderung $\lg \Delta \varrho_{H,T}/\varrho_{H=0,T}$ als Funktion von $\lg H_\perp/\tau_T$ der Bariumproben Ba 6 und Ba 3. [Nach Phys. ZS. **41** (1940), 200]

7wertigen Metallen wie z. B. Indium entsprechend der oben angegebenen zweiten Voraussetzung der Nernst-Mathiessenschen wie der Kohlerschen Regel vernachlässigt werden kann.

Eine weitere Ausnahme von dieser Regel, die auf einer voraussetzungswidrigen raschen Veränderlichkeit der Stoßzeit mit dem Ausbreitungsvektor beruht, hat Kohler [28] kürzlich diskutiert, ohne daß wir hierüber schon Erfahrungen sammeln konnten. Es genügt hier, darauf hinzuweisen, daß alle drei Ursachen für die Abweichungen von den beiden erörterten Regeln gleichzeitig Ursachen dafür sind, warum die tatsächlichen Widerstandszunahmen so viel größer sind als die aus der Theorie des freien Elektronengases folgenden. Allein die Kompensation einer fast vollen und fast leeren Brillouinzone vermag dagegen nach Kohler [29] die mit H/r beschleunigt ohne Sättigungswert steigenden $\Delta \varrho_{H,T}/\varrho_{H=0,T}$-Werte zu erklären.

4. Die Prüfung der Typenlehre im reduzierten Kohlerdiagramm

Die Möglichkeit, alle Widerstandszunahmen eines Metalls trotz mehrerer Variablen wie T, H und z als Funktion eines einzigen Parameters darzustellen, eröffnet nun die Aussicht, auf Grund dieser Regel auch verschiedene Metalle miteinander zu vergleichen. Allerdings darf man dann die $\Delta\varrho_{H,T}/\varrho_{H=0,T}$ nicht als Funktion von H/r_T auftragen, da $r_T = R_{T^\circ}/R_{273^\circ}$ den physikalisch nicht ausgezeichneten Eispunktswiderstand enthält. Bei dieser absoluten Temperatur haben die verschiedenen Metalle verschieden starke Gitterschwingungen, die die von uns zu messenden und diskutierenden Widerstandsänderungen verschieden stark stören. Diese Ungleichheit können wir wenigstens näherungsweise beseitigen, indem wir von der Grüneisenschen Regel Gebrauch machen, wonach die spezifische Wärme dem elektrischen Widerstand proportional ist; dementsprechend beziehen wir alle Widerstände nicht auf 273^0, sondern auf die charakteristische Temperatur Θ_D, da nach der Debyeschen Theorie die spezifische Wärme eine universelle Funktion der reduzierten Temperatur T/Θ_D ist. Das „reduzierte Widerstandsverhältnis" $R_{T^\circ}/R_{\Theta^\circ}$ bezeichnen wir mit $\mathfrak{r}_T$; offenbar lassen sich alle $r_T = R_T/R_{273^\circ}$ durch Multiplikation mit $R_{273^\circ}/R_{\Theta^\circ}$, dem reduzierten Widerstandsverhältnis $\mathfrak{r}_{273^\circ}$, in $\mathfrak{r}_T$ umwandeln. Das Diagramm $\Delta\varrho_{H,T}/\varrho_{H=0,T} = f(H/\mathfrak{r}_T)$ haben wir [11] als „reduziertes Kohlersches Diagramm" benannt und es u. a. wegen der Erstreckung unserer Messungen über viele Größenordnungen stets in doppelt logarithmischem Maßstab dargestellt. Hierdurch erzielt man gleichmäßige relative Genauigkeit über alle Größenordnungen und bequeme Ermittlung des Exponenten n in der Interpolationsgleichung $\Delta\varrho_{H,T}/\varrho_{H=0,T} = [f(H/\mathfrak{r}_T)]^n$.

Nachdem im Kältelaboratorium der PTR. zu diesem Zwecke noch die Widerstandsänderungen von polykristallinem Ta und Nb [27] als Vertreter der fünfwertigen und von Pt und Rh [26] als Vertreter der achtwertigen Metalle untersucht worden sind, liegen nunmehr Daten für sämtliche Spalten des periodischen Systems vor, ausgenommen für die 7., deren Metalle Mn und Re noch nicht in hinreichender Reinheit zu erhalten sind. Das in Abb. 7 wiedergegebene reduzierte Kohlerdiagramm enthält der Übersichtlichkeit halber nicht sämtliche untersuchten Metalle; für kleine $H/\mathfrak{r}_T$-Argumente sind auch einige Messungen von Kapitza [3] sowie Grüneisen und Adenstedt [22] mit eingetragen.

Zunächst erkennt man, daß von sämtlichen Metallen die zweiwertigen hexagonal dichtester Kugelpackung bei gegebenem $H/\mathfrak{r}_T$ die größte Widerstandszunahme aufweisen, und unter sich nach steigendem c/a-Verhältnis geordnet erscheinen [13]; die niedrigste Widerstandszunahmekurve ergibt Tantal [27], und es dürfte hierin nur noch von dem ebenfalls fünfwertigen Niob unterboten werden, von dem wir wegen seines großen Restwiderstandes nur einen, hier nicht eingetragenen Meßpunkt für mittleres $H/\mathfrak{r}_T$ erhalten konnten. Der Erwartung unserer Typenlehre entsprechend zeigen die Kurven für die zweiwertigen hexagonalen Metalle alle denselben Verlauf und sind gegeneinander nur wenig verschoben. Dicht unter diesen Kurven schließt sich ein zweites schmales Band an, das die Kurven für die $2n$-wertigen kubisch-raumzentrierter Struktur umfaßt. Für gleiche $H/\mathfrak{r}_T$ zeigt hier Ba [11] die

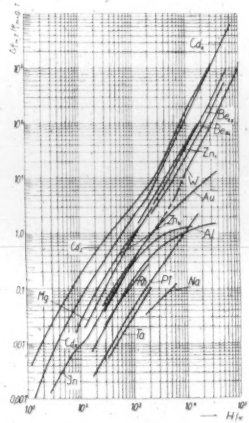


Abb. 7. Reduziertes Kohlersches Diagramm der relativen Widerstandszunahme $\lg \Delta\varrho_{H,T}/\varrho_{H=0,T}$ als Funktion von $\lg H_\perp/\mathfrak{r}_T$ für verschiedene Metalle

größte Widerstandszunahme; die größten $H/\mathfrak{r}_T$-Werte konnten indessen für das mit extrem kleinem Restwiderstand z erhältliche W [6] erreicht werden, so daß W die größten bisher erzielten Widerstandsänderungen ergeben hat, die noch über das obere Ende der Abszisse hinausreichen. Das unbegrenzte quadratische Anwachsen von $\Delta\varrho_{H,T}/\varrho_{H=0,T}$ bei großen $H/\mathfrak{r}_T$-Werten, wie es die Metalle des Ba-Typus in Übereinstimmung mit der Kohlerschen Theorie [29] zeigen, stimmt ganz mit dem Verhalten des Cd-Typus überein, wie es sich aus der Parallelität dieser beiden Kurvenbänder im doppelt logarithmisch geteilten Diagramm anschaulich äußert. Neben den 2- und 6wertigen Metallen zeigt auch das 4wertige Pb [8] ein ähnliches Verhalten, dessen Kurve der Übersichtlichkeit halber nicht mit eingetragen ist. Ferner liegen auch die Kurven für die 8wertigen Metalle Pt und Rh [22, 26] dicht beieinander und zeigen ebenfalls keine Neigung zur Sättigung. Hier liegen theoretisch unübersichtlichere Verhältnisse als bei den 2-, 4- und 6wertigen

Metallen vor, indem die Pt-Metalle eine innere, nicht ganz aufgefüllte Elektronenschale besitzen, die wie die äußerste ebenfalls zum Zustandekommen des Widerstandes beiträgt. Die entsprechende theoretische Behandlung des Pt-Typus durch Mott und Jones [23] vermag nicht vorherzusagen, wie die Kurve der Widerstandsänderung verläuft. Insofern ist das Ergebnis besonders bemerkenswert, daß auch die 8wertigen Metalle beschleunigt [etwa mit $(H/\varrho_T)^{1.5}$] anwachsende Widerstandsänderungen $\Delta\varrho_{H,T}/\varrho_{H=0,T}$ besitzen; denn damit erscheint dies als Eigenschaft sämtlicher Metalle geradzahliger Valenz nachgewiesen, falls sich nicht noch Ausnahmen ergeben sollten[3]).

Daß alle Metalle bei sehr kleinen H/ϱ_T-Argumenten quadratische Widerstandszunahmen zeigen, ist dagegen trivial. Entwickelt man nämlich die $\Delta\varrho_{H,T}/\varrho_{H=0,T}$ in eine Potenzreihe nach H/ϱ_T, so fallen die 1., 3., 5. . . . Potenz aus, da die Widerstandszunahme bei Kommutierung von $\mathfrak{H}_\perp$ ihr Vorzeichen nicht ändert. Somit verbleiben nur die 2., 4., 6. . . . Potenzen, von denen für kleine H/ϱ_T-Werte nur das quadratische Glied ins Gewicht fällt. Das in unserem Diagramm anschaulich herausgehobene Übergangsgebiet zwischen sehr kleinen und sehr großen H/ϱ_T-Werten ist theoretisch ebenso schwer zugänglich wie etwa der Abfall des normalen Widerstandes $\varrho_{H=0,T}=f(T)$ in der Blochschen Theorie.

Wie bereits erwähnt, bietet nach Kohler [29] nur die Kompensation einer fast vollen und leeren Brillouinzone die theoretische Möglichkeit für das Zustandekommen einer unbegrenzt und beschleunigt wachsenden Widerstandsvermehrung. Dementsprechend erwarten wir für die 1-, 3-, 5- und 7wertigen Metalle für genügend hohe H/ϱ_T-Werte durchweg verzögertes Anwachsen von $\Delta\varrho_{H,T}/\varrho_{H=0,T}$ zu einem Sättigungswert. Daß für Al [7] und In [12] diese Sättigung bei experimentell erreichbaren H/ϱ_T-Werten eintritt, wurde bereits oben erwähnt; wir bemerken, wie die beiden Kurven im reduzierten Kohlerdiagramm sehr wenig voneinander verschieden sind. Durch eine etwas abgeänderte Wahl der Θ_D-Werte, wie sie bei der noch nicht ganz geklärten Abweichung der $\varrho_{H=0,T}=f(T)$-Kurven vom T^4- bzw. T^5-Gesetz offensteht, ließe sich eine fast völlige Deckung der Al- und In-Kurven erzielen. Dieselben Sättigungserscheinungen zeigen die einwertigen Metalle, und zwar Au [24] mit einem größenordnungsmäßig höheren Sättigungswert, Na [19] und K nach hier nicht eingetragenen, noch unveröffentlichten Messungen mit einem anscheinend etwas niedrigeren Sättigungswert als Al und In. Bei den bekannten (im Namen angedeuteten) Schwierigkeiten, Tantal genügender Reinheit zu erhalten — verwendet wurde die reinste Probe von Meissner und Voigt [31] mit $z=0{,}0099$ — konnte dessen Kurve nur bis zu mittelgroßen H/ϱ_T-Werten verfolgt werden; immerhin scheinen die hierbei erreichten, von sämtlichen Metallen außer Nb bei gegebenen H/ϱ_T kleinsten $\Delta\varrho_{H,T}/\varrho_{H=0,T}$-Werte gegen unbegrenzt wachsende Widerstandszunahme und gegen eine Abweichung vom Verhalten der anderen Metalle mit ungeradzahliger Valenz zu sprechen.

Noch weitere Aufschlüsse über den Leitungsmechanismus ließen sich wohl durch eine weitere Ausdehnung der Kurven nach größeren H/ϱ_T-Werten erzielen; jedoch tritt hier eine Komplikation dadurch ein, daß dann die durch das magnetische Moment μ des Elektrons bedingte Einstellenergie μH größer als die thermische Störenenergie kT wird. Wenn auch eine Berechnung der Effekte zur Zeit nicht möglich erscheint, ist es doch wahrscheinlich, daß eine zunächst mit $(\mu H/kT)^2$ anwachsende zusätzliche Widerstandserhöhung eintritt, die sich bei W noch [6] der Beobachtung entzieht. Bei den 1-, 3-, 5- und 7wertigen Metallen dagegen könnte diese zusätzliche Widerstandszunahme als Wiederansteigen nach einstweilen erreichter Sättigung durchaus nachweisbar sein, worüber Messungen in Angriff genommen sind.

Bei diesen Untersuchungen erscheint die Frage der Supraleitfähigkeit, die eine Schwäche aller bisherigen Metalltheorien ist, ausgelassen. Über das Problem der Supraleitung schreibt W. Meissner [32] in seiner letzten zusammenfassenden Darstellung über metallische Leitung: „Die Supraleitfähigkeit läßt sich bei Zugrundelegung eines freien Elektronengases auf keinen Fall verstehen. Zu ihrer Erklärung muß sicher das Ionengitter mit herangezogen werden." Diese Aussage über die Supraleitfähigkeit deckt sich mit der unsrigen über den normalen Leitungsmechanismus, und so steht zu erwarten, daß unsere Untersuchungen über das Zustandekommen des elektrischen Widerstandes auch die Voraussetzungen für das Verständnis der Supraleitfähigkeit zu schaffen helfen und damit indirekt zu diesem Problem einen Beitrag liefern.

Von solchen Einzelheiten abgesehen bietet das hier entwickelte reduzierte Kohlerdiagramm offenbar die Möglichkeit, tiefere Einblicke in die Zusammenhänge zwischen Atombau und metallischem Leitungsmechanismus zu gewinnen und insbesondere die als Verbesserung der universellen Elektronengastheorie entwickelte Typenlehre der Metalle zu prüfen.

[3]) An Pt von de Haas und van Alphen [30] im Leidener Kältelaboratorium ausgeführte Messungen von $\Delta\varrho_{H,T}/\varrho_{H=0,T=273°}$ konnten wir nicht mit eintragen, da die zur Umrechnung auf $\Delta\varrho_{H,T}/\varrho_{H=0,T}$ erforderlichen Faktoren r_T nicht angegeben sind; aus demselben Grunde konnten auch die anderen in Fortsetzung der Versuche von Meissner und Scheffers (4) angeführten Messungen an polykristallinen Proben nicht verwertet werden.

5. Zusammenfassung

Nach einer Übersicht über die Leistungsfähigkeit der Theorie des freien isotropen Elektronengases und ihr Versagen zur Erklärung der besonders aufschlußreichen galvanomagnetischen Effekte wird eine zusammenfassende Darstellung der im Kältelaboratorium der PTR. angestellten Versuche über die elektrische Widerstandsänderung im magnetischen Querfeld gegeben. Diese Versuche haben u. a. die primäre Bedeutung des Metallionenkristallgitters für das Zustandekommen des Widerstandes klargelegt, wobei es sich teils um Stoßanisotropie, teils um Bindungsanisotropie handelt. Damit muß die universelle Theorie des freien isotropen Elektronengases verlassen und an deren Stelle eine Typenlehre der metallischen Sorten entwickelt werden. Ihre Prüfung geschieht im reduzierten Kohlerschen Diagramm $\log(\Delta\varrho_{H,T}/\varrho_{H=0,T}) = \log[f(H/\tau_T)]$. Es beruht auf der Kohlerschen Regel, wonach die azimutal gemittelten relativen magnetischen Widerstandsänderungen unabhängig von größeren Änderungen von H, T und z (Restwiderstand) auf einer einzigen Kurve liegen, wenn sie als Funktion von H/τ_T aufgetragen werden. Die Gültigkeitsgrenzen der Regel werden experimentell und theoretisch erläutert. Das reduzierte Diagramm, bei dem durch Übergang von $r_{T^\circ} = R_{T^\circ}/R_{273^\circ}$ auf $\tau_{T^\circ} = R_{273^\circ}/R_{\Theta^\circ}$ die Verschiedenheit der thermischen Störungsenergie angenähert eliminiert wird, ergibt die Möglichkeit, Zusammenhänge zwischen dem periodischen System der Elemente und dem Leitungsmechanismus der Metalle im Sinne der Typenlehre festzustellen.

Die Deutsche Forschungsgemeinschaft hat diese Untersuchungen durch Gewährung einer technischen Hilfskraft, eines großen Elektromagneten und einer Rechenmaschine in dankenswerter Weise gefördert.

6. Schrifttum

[1] A. Sommerfeld, ZS. f. Phys. **47** (1928), 1.
[2] L. Grunmach, Ann. d. Phys. **22** (1907), 141.
[3] P. Kapitza, Proc. Roy. Soc. London (A) **123** (1929), 292.
[4] W. Meissner u. H. Scheffers, Phys. ZS. **30** (1929), 827; (Au).
[5] E. Justi u. H. Scheffers, Phys. ZS. **37** (1936), 383 und 475; (Au).
[6] E. Justi u. H. Scheffers, Phys. ZS. **37** (1936), 700; **38** (1937), 981; (W).
[7] E. Justi u. H. Scheffers, Phys. ZS. **39** (1938), 105; (Al).
[8] E. Justi u. H. Scheffers, Phys. ZS. **39** (1938), 591; (Pb).
[9] E. Justi u. A. Foroud, Phys. ZS. **40** (1939), 501; (Mo).
[10] E. Justi u. J. Kramer, Phys. ZS. **41** (1940), 105; (Na).
[11] E. Justi u. J. Kramer, Phys. ZS. **41** (1940), 197; (Ba).
[12] A. Foroud u. J. Kramer, Phys. ZS. **41** (1940), 113; (In).
[13] E. Justi, J. Kramer u. Reinhart Schulze, Phys. ZS. **41** (1940), 308; (Cd).
[14] E. Justi u. H. Scheffers, Forsch. u. Fortschr. **13** (1937), 109; (Zusammenfassung).
[15] E. Justi u. H. Scheffers, Metallwiss. **17** (1938), 1357; (Typenlehre).
[16] M. Kohler, Ann. d. Phys. **32** (1938), 211; (Regel).
[17] W. Voigt, Kristallphysik, Leipzig 1910.
[18] W. Meissner, Handb. d. Exp.-Physik, Bd. XI/1, Leipzig 1935, S. 98ff.
[19] E. Justi u. M. Kohler, Ann. d. Phys. **36** (1939), 349; (Na).
[20] P. W. Bridgman, Proc. Amer. Acad. **50** (1924/25), 329.
[21] H. Welker, ZS. f. Phys. **114** (1939), 525.
[22] E. Grüneisen u. H. Adenstedt, Ann. d. Phys. **31** (1938), 714.
[23] N. F. Mott u. H. Jones, Theory of properties of metals and alloys. Oxford 1937, S. 119/120.
[24] E. Justi, Phys. ZS. **42** (1941), im Erscheinen.
[25] E. Goens, Phys. ZS. **37** (1936), 321.
[26] Reinhart Schulze, Phys. ZS. **42** (1941), im Erscheinen; (Pt, Rh).
[27] E. Justi, Phys. ZS. **41** (1940), 486; (Ta).
[28] M. Kohler, Ann. d. Phys. **38** (1940), 283.
[29] M. Kohler, Phys. ZS. **39** (1938), 9.
[30] W. J. de Haas u. P. M. van Alphen, Comm. Leiden 225a; Suppl. 82c.
[31] W. Meissner u. B. Voigt, Ann. d. Phys. **7** (1930), 761.
[32] W. Meissner, Elektrot. ZS. **60** (1939), 333.

(Eingegangen am 18. September 1940)

Abweichungen vom Ohmschen Gesetz in Halbleitern

Von W. Schottky, Berlin-Siemensstadt

(Mitteilung aus dem Wernerwerk, Z der Siemens & Halske A.G.)

Mit 4 Abbildungen im Text.

Wenn sich elektrisch geladene Teilchen irgendwelcher Art durch ein Medium hindurchbewegen, ist der von ihnen getragene Strom durch das Produkt von Teilchendichte und Teilchengeschwindigkeit gegeben. Das Ohmsche Gesetz ist erfüllt, wenn an der untersuchten Stelle die Teilchendichte von der Größe und Richtung des Stromes unabhängig und ihre Geschwindigkeit der Feldstärke proportional ist.

Im Vakuum und in Gasentladungen ist meist weder die eine noch die andere dieser Voraussetzungen erfüllt, so daß wir uns hier über die Verletzung des Ohmschen Gesetzes nicht wundern. In flüssigen und festen Körpern erleiden aber die bewegten elektrischen Teilchen so viele Zusammenstöße mit ihrer Umgebung, daß in der Regel ihre Fortschreitungsgeschwindigkeit der jeweils vorhandenen Ortsfeldstärke proportional angenommen werden kann. Anders steht es mit der zuerst genannten Voraussetzung des Ohmschen Gesetzes,

der Unbeeinflußbarkeit der Teilchendichte durch den Strom. Es hat sich herausgestellt[1]), daß gerade die auffallendste und schon bei kleinsten Spannungen auftretende Abweichung vom Ohmschen Gesetz, nämlich die unipolare Leitfähigkeit gewisser Metall-Halbleiteranordnungen, mit einer durch den Strom bewirkten Erhöhung und Erniedrigung der Elektronendichte in den randnahen Schichten des Halbleiters in Verbindung gebracht werden muß.

Der Grundvorgang ist hierbei nach der seit Ende 1938 entwickelten „Randschichttheorie der Kristallgleichrichter"[2]) folgender. In einer zwischen zwei Metallelektroden angeordneten Halbleiterschicht, von der in Abb. 1 nur die Umgebung der einen

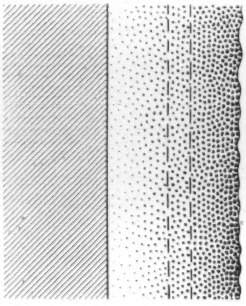


Abb. 1. Konzentrationsgefälle der Halbleiterelektronen in der Nähe einer Metallelektrode

Elektrode dargestellt ist, besteht im stromlosen Zustand aus Gründen, die gleich besprochen werden sollen, ein Unterschied der Elektronendichte zwischen dem Innern des Halbleiters und den unmittelbar an die Elektroden angrenzenden Gebieten. Fließt nun bei der in Abb. 1 dargestellten Elektronenverteilung durch die in der Nähe der Elektrode I eingezeichnete Teilschicht des Halbleiters ein Elektronenstrom von rechts nach links, so erhält die Teilschicht ihre Elektronenzufuhr aus elektronenreicheren Gebieten, sie wird also mit Elektronen überschwemmt. Fließt dagegen der Elektronenstrom von links nach rechts, so erfolgt die Elektronenzufuhr aus einem Verarmungsgebiet, die Teilschicht verarmt deshalb an Elektronen. Damit wird die Elektronendichte von der Größe und Richtung des Stromes abhängig, die Teilschicht leitet „unipolar".

Ein Dichtegefälle der Elektronen, wie es in Abb. 1 dargestellt ist, kann aus verschiedenen Ursachen entstehen; eine dieser Ursachen ist die örtliche Verschiedenheit des Gehaltes an Elektronen abgebenden Störstellen im Innern oder an der Grenze des Halbleiters. Beim Kupferoxydulgleichrichter ist so etwas, wenn auch nicht als wichtigste, so doch als zusätzliche Ursache der Gleichrichterwirkung nachgewiesen; hier tritt am Mutterkupfer eine Sauerstoffverarmung auf, die als sogenannte „chemische Sperrschicht" die Elektronendichte an der Metallgrenze herabsetzt. Von größerem Interesse ist jedoch der Fall der „physikalischen Sperrschicht" oder „Verarmungsrandschicht", wobei die Elektronenverarmung allein dadurch entsteht, daß das betreffende Elektrodenmetall dem Halbleiter eine wesentlich geringere Elektronendichte aufprägt, als sie, infolge des Störstellengehalts, im Innern des Halbleiters herrscht. Die Vorstellung, daß ein Metall einem angrenzenden Halbleiter eine ganz bestimmte Elektronendichte aufprägt, hat zunächst etwas Ungewöhnliches; wenn man sich aber klar macht, daß die Elektronen, um vom Metall in den Halbleiter zu gelangen, eine gewisse Austrittsarbeit zu überwinden haben, die in erster Näherung als vom Störstellengehalt unabhängig angesehen werden kann, so sieht man, daß die Verhältnisse ganz ähnlich liegen wie auf dem Gebiet der Glühelektronen, wo ebenfalls im stromlosen Zustand unmittelbar über dem glühenden Metall eine Elektronendichte herrscht, die nur durch die Austrittsarbeit des betreffenden Metalls gegeben ist.

Daß es berechtigt ist, diese Vorstellung auch auf den Elektronenübergang Metall-Halbleiter anzuwenden, läßt sich nun aber auch direkt experimentell belegen. Wenn die Elektronendichte in der Verarmungsrandschicht von der Austrittsarbeit Metall-Halbleiter abhängt, so müssen Metalle mit hoher Elektronenaustrittsarbeit eine sehr starke Elektronenverarmung und damit einen hohen Widerstand der betreffenden Gleichrichterkombination hervorrufen, Metalle mit geringer Austrittsarbeit dagegen einen kleinen Widerstand. Hierzu liegt nun eine interessante Untersuchung aus dem Arbeitskreise von Prof. Gudden vor; H. Schweickert hat auf der Gautagung in Erlangen 1939 über Widerstandsmessungen an Selenschichten vorgetragen, die auf der Rückseite an ein möglichst sperrfreies Elektrodenmetall, nämlich Nickel, grenzten, während auf der Vorderseite die verschiedensten Metalle thermisch aufgedampft wurden. Mit Zustimmung von Herrn Schweickert und Herrn Gudden ist es mir möglich, Ihnen eine mir von Herrn Schweickert zugesandte Darstellung seiner Ergebnisse in Abb. 2 vorzuführen. Man sieht, daß in der Tat der gemessene Widerstand der betreffenden Metall-Halbleiterkombination mit der

[1]) W. Schottky, Naturwissensch. **26** (1938), 843; B. Davydov, Journ. Phys. USSR **1** (1939), H. 2; N. E. Mott, Proc. Roy. Soc. **171** (1939), 944; W. Schottky, ZS. f. Phys. **113** (1939), 367; W. Schottky u. E. Spenke, Wiss. Veröffentl. a. d. Siemens-Werken **18** (1939), 225.

[2]) Vgl. die unter [1]) genannten Veröffentlichungen des Verfassers.

Vakuum-Austrittsarbeit des Deckmetalls in systematischer Weise variiert, und zwar um über 4 Zehnerpotenzen, wenn die Austrittsarbeit zwischen der des Kaliums mit etwa 2 V bis zu der des Nickels mit etwa 5 V variiert wird.

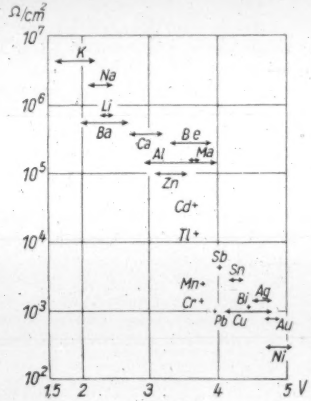


Abb. 2. Austrittsarbeit und Widerstand von Selengleichrichtern nach H. Schweickert 1939

Unerwartet erscheint aber auf den ersten Blick der Sinn dieser Veränderung. Die Stoffe mit der größten Austrittsarbeit ergeben den kleinsten Widerstand, leicht Elektronen abgebende Stoffe, wie die

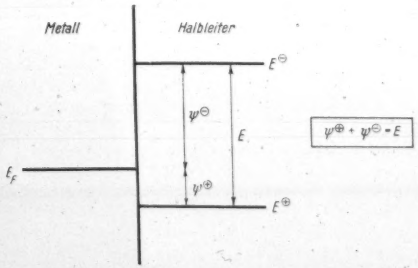


Abb. 3. Berührung Metall – Halbleiter. Lage der für die Austrittsarbeit maßgebenden Energieniveaus

Alkalimetalle, dagegen den größten. Der Widerspruch löst sich, wenn man von der durch verschiedene andere Tatsachen beglaubigten Annahme Gebrauch macht, daß Se kein gewöhnlicher Elektronenhalbleiter, sondern ein Defekthalbleiter ist, daß also in ihm der Ladungstransport durch Elektronenlücken besorgt wird, die sich wie Teilchen mit positiver Ladung und positiver Masse benehmen[3]).

[3]) Vgl. z. B. L. Nordheim, Metallwirtsch. **11** (1931), 121···124 u. 125···128.

Es kommt dann nicht auf die Austrittsarbeit der Überschußelektronen, sondern der Defektelektronen beim Übergang Metall-Halbleiter an, und diese ist, wie die nächste Abb. 3 erläutert, desto kleiner, je größer die Austrittsarbeit für Überschußelektronen ist, weil beide Austrittsarbeiten, $\psi_\ominus$ und $\psi_\oplus$, zusammen, sich zu der Energie E ergänzen müssen, die zur Bildung eines Elektronenpaares, also eines Überschußelektrons und einer Elektronenlücke im ungestörten Kristallgitter notwendig ist (Abb. 3)[4]). Der gegenläufige Gang des Randschichtwiderstandes mit der Elektronenaustrittsarbeit des Elektrodenmetalls ist also in der Tat gerade das, was man bei dem Defektleitungscharakter des Selens erwarten muß.

Zum Schluß möchte ich noch über einige Ergebnisse berichten, die das Wechselstromverhalten der Trockengleichrichter betreffen. Schon auf der Physikertagung in Prag, 1929, konnte darauf hingewiesen werden[5]), daß man durch Kapazitätsmessungen an Kupferoxydulgleichrichtern wichtige Aufschlüsse über die Dicke der — damals noch unbekannten — hochohmigen Schicht gewinnen kann, die für die unipolaren Übergangswiderstände in solchen Gleichrichtern verantwortlich ist. Das wichtigste experimentelle Ergebnis war damals die Feststellung, daß die Kapazitätsschichtdicke sich mit der Vorspannung ändert, und zwar in dem Sinne, daß die Schicht sich in Sperrichtung ausdehnt, in Flußrichtung dagegen auf sehr kleine Abmessungen zusammenzieht.

Zu diesen früheren Ergebnissen am Kupferoxydul ist heute zu sagen, daß sie ganz mit dem übereinstimmen, was die neue Theorie fordert; die vorhin geschilderten Überschwemmungseffekte wirken gerade in dem Sinne, daß die schlechtleitende Verarmungsrandschicht sich in der Sperrichtung ausdehnt, in der Flußrichtung zusammenzieht. Es sieht nun aber so aus, als ob aus Wechselstrommessungen auch zum Verständnis der Selengleichrichter und Selensperrschichtzellen wichtige neue Aufschlüsse zu gewinnen wären. An Selengleichrichtern liegen ältere Messungen vor von Wilfried Meyer mit Alexander Schmidt[6]); Selensperrschichtzellen mit kathodisch aufgestäubten Gold-

[4]) In Abb. 3 bedeutet E_F die Energie der Fermikante im Metall, $E_\ominus$ und $E_\oplus$ sind die potentiellen Energien, die ein im Halbleiter ruhendes Elektron und Defektelektron besitzen würden. Gemäß der Definition der Austrittsarbeiten gilt:

$$\psi_\ominus = E_\ominus - E_F$$
$$\psi_\oplus = E_F - E_\oplus$$

woraus das Komplementaritätsgesetz für die Austrittsarbeiten folgt:

$$\psi_\oplus + \psi_\ominus = E\,.$$

[5]) W. Schottky u. W. Deutschmann, Phys. ZS. **30** (1929), 839.

[6]) ZS. f. techn. Phys. **14** (1933), 11.

elektroden sind 1936 von F. W. Gundlach[7]), und neuerdings von Frl. Annemarie Schmidt bei Prof. Gudden in Prag untersucht worden, und ich darf Ihnen in Abb. 4 einige Ergebnisse der letztgenannten bisher unveröffentlichten Untersuchungen vorführen. Im unteren Teil der Abbildung ist das Verhältnis der reziproken Kapazitäten $1/C : 1/C^0$ mit und ohne Vorspannung, oder das Verhältnis $l_C : l_C^0$ der kapazitätsmäßig wirksamen Schichtdicken in Abhängigkeit von der Sperrspannung im doppeltlogarithmischen Maßstabe aufgetragen. Die Sperrspannung wächst von rechts nach links. Die ausgezogene schräge Gerade links unten stellt die Asymptote dar, in die nach der Randschichttheorie

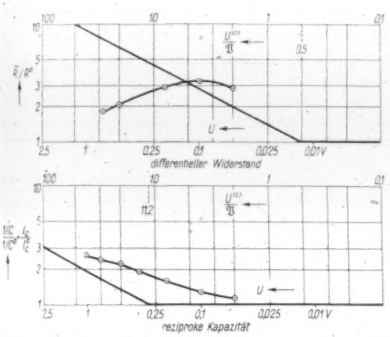


Abb. 4. Relativer Gang der differentiellen Widerstände und der reziproken Kapazitäten von Randschichtgleichrichtern in der Sperrichtung

das Verhältnis l_C/l_C^0 bei großen Sperrspannungen einlaufen müßte. Die Kapazitätsmessungen von Frl. Schmidt sind hiernach in befriedigender Übereinstimmung mit der Randschichttheorie, deren Anwendung auf die exakte Berechnung von Kapazitätswerten neuerdings von meinem Mitarbeiter, Herrn Dr. E. Spenke, durchgeführt worden ist[8]).

Nicht im Einklang mit der idealisierten Randschichttheorie[9]) und anscheinend auch im Widerspruch mit den Kapazitätsmessungen ist jedoch der in Abb. 2 in gleicher Weise dargestellte Verlauf des Widerstandsverhältnisses $\widetilde{R}/R^0$ bei wachsender Sperrspannung. ($\widetilde{R}$ differentieller Widerstand bei Vorspannung, R^0 Nullwiderstand.) Während nach Abb. 3 zwischen 0,1 und 1 V die Dicke der kapazitativ wirksamen Schicht dauernd wächst, bemerken wir in dem gleichen Spannungsgebiet einen dauernden Abfall von $\widetilde{R}/R^0$. Es ist also hier das Auftreten eines neuen Effektes zu vermuten, und zwar eines Effektes, der die mittlere Leitfähigkeit der Randschicht mit wachsender Sperrspannung so stark vergrößert, daß ihr Widerstand trotz wachsender Schichtdicke abnimmt. Nun brauchen wir nach einer Ursache für eine solche Vergrößerung der Randleitfähigkeit nicht weit zu suchen. Die Feldstärken an der Metallelektrode erweisen sich beim Selen schon bei kleinen Sperrspannungen als so groß, daß mit thermischer Feldemission zu rechnen ist; die Austrittsarbeit Metall–Halbleiter wird durch das Feld in der Sperrichtung so stark verkleinert, daß aus diesem Grunde die Randverarmung immer geringer wird und der Widerstand mit wachsender Sperrspannung ab- statt zunimmt.

Beim Kupferoxydulgleichrichter sind die Abweichungen von der idealen Randschichttheorie, wie sich gezeigt hat, in erster Linie auf eine Störstellenverarmung vor der Metallelektrode, eine „chemische Sperrschicht", zurückzuführen. Nicht nur die hier geschilderten Messungen, sondern die Gesamtheit des vorliegenden Beobachtungsmaterials scheint darauf hinzuweisen, daß das beim Selen anders ist; hier sind offenbar die Voraussetzungen der homogenen Randschichttheorie in vielen Fällen verhältnismäßig gut erfüllt, und die Abweichungen von der idealen Theorie sind in ihrem wesentlichsten Teil durch Feldemissionseffekte bedingt[10]).

[7]) Arch. f. Elektrot. **30** (1936), 625.

[8]) Der Schnittpunkt der theoretischen Asymptotengeraden mit der Abszissenachse variiert mit dem Grade der Randverarmung des Halbleiters; die in den beiden Teilen von Abb. 4 angenommenen Lagen des Abszissenschnittpunktes sind noch etwas willkürlich und sollen in einer späteren Mitteilung genauer festgelegt werden.

[9]) Auch für das Widerstandsverhältnis $\widetilde{R}/R^0$ fordert die Randschichttheorie in ihrer einfachsten Form bei höheren Sperrspannungen das Einlaufen in eine Gerade mit der Steigung $1 : z$, wie sie im oberen Bild eingezeichnet ist.

[10]) Auch der in Wiss. Veröffentl. a. d. Siemens-Werken **18** (1939), 225, hervorgehobene Unterschied in den Sperrkennlinien des Cu_2O-Gleichrichters (Abb. 21) und Se-Gleichrichters (Abb. 23) scheint viel mehr als dort angenommen durch die beim Selengleichrichter erhöhte Feldemission erklärbar zu sein, die ihrerseits mit Fragen der Austrittsarbeit Metall-Halbleiter zusammenhängt. Vgl. hierzu eine ausführlichere, demnächst erscheinende Darstellung im Schweiz. Arch. f. Wiss. u. Techn.

(Eingegangen am 19. September 1940)

Wie schichten sich die Leitungselektronen eines Metalls unter der Einwirkung der Schwerkraft?

Von Franz Wolf, Karlsruhe

Mit 2 Abbildungen im Text

Inhalt. Problemstellung. Zur rechnerischen Behandlung der eindimensionalen Aufgabe. Die Potentialverteilung. Die Elektronenverteilung. Bemerkungen zur dreidimensionalen Aufgabe. — Zusammenfassung.

Die leicht beweglichen Leitungselektronen eines Metalls müssen infolge ihres Gewichts gegenüber dem fest zu denkenden Gitter der Atomrümpfe offenbar irgendwie nach unten sinken. — Handelte es sich um

gewöhnliche Gasmoleküle, so hätte man ein dynamisches Gleichgewicht nur zwischen der Schwerkraftwirkung und der zerstreuenden Tendenz der Temperaturbewegung. Die Boltzmannsche Statistik lieferte dafür eine nach oben exponentiell abfallende Teilchendichte wie bei der Erdatmosphäre. — Wenn aber Leitungselektronen sich in den unteren Teilen eines Metallstücks anreichern, so entsteht einerseits im Metallinnern ein elektrisches Feld zwischen diesen und der gleichzeitig oben hervortretenden überschüssigen positiven Ladung und hindert die Elektronen am völligen Zubodensinken. Andererseits unterliegen die Metallelektronen nicht der Boltzmannschen, sondern der Fermistatistik, was die Verhältnisse ebenfalls ändert.

Die quantitative Untersuchung des Problems würde bei beliebiger Form des Metallkörpers recht kompliziert, eine dreidimensionale Randwertaufgabe. Sie vereinfacht sich wesentlich, wenn man sie eindimensional aufzieht, indem man einen Körper voraussetzt, der in horizontalen Richtungen ringsum unbegrenzt und nur in der vertikalen z-Richtung auf eine Schicht der Dicke H beschränkt ist. Praktisch wird die Lösung dann auch noch für einen endlichen Metallklotz zu brauchen sein, wenn er nur verglichen mit seiner Höhe gehörig dick ist. Die Schwerebeschleunigung g sei im folgenden für den Bereich des Metalls als konstant vorausgesetzt.

Als Grundlage der Rechnung können dieselben dienen, mittels deren Fermi die Elektronenhüllen schwerer Atome behandelte. Man hat einerseits die Poissonsche Differentialgleichung der Elektrostatik, die das Potential ψ an jeder Stelle mit der dort vorhandenen räumlichen Ladungsdichte ϱ verknüpft, $\Delta\psi = -4\pi\varrho$ oder, da hier die Ladungsdichte durch n über den neutralen Zustand überschüssige Elektronen pro cm³ von der Ladung $-\varepsilon$ dargestellt wird, auch

$$\Delta\psi = 4\pi n\varepsilon .$$

Hierin sind unter der vorausgesetzten Vereinfachung sowohl ψ als n nur von der einen Koordinate z abhängig, die Poissonsche Gleichung wird also zur gewöhnlichen Differentialgleichung. Sie liefert eine erste Beziehung zwischen den gesuchten Größen ψ und n.

Eine zweite erhält man in dem Verteilungsgesetz der Fermistatistik, das n als Funktion der potentiellen Energie der Teilchen angibt. Hier ist $U_{\text{pot.}} = \mu g z - \varepsilon\psi(z)$, und man kann n — wesentlich anders als proportional dem bekannten Exponentialausdruck $e^{-\frac{U}{kT}}$ bei Boltzmann — nach Fermi in die Form bringen

$$n(z) = F\left([\mu g z - \varepsilon\psi]^{3/2}\right),$$

wo F eine lineare Funktion bedeutet. Geht man hiermit in die Poissongleichung ein, so entsteht eine reine Differentialgleichung für ψ. Ihre Integration liefert ψ als Funktion des Orts. Jetzt kann man ψ in den Ansatz für n einsetzen und erhält auch die Elektronenverteilung als Funktion des Orts.

Die Gleichung, die durch Einführen des angegebenen n in die Poissonsche entsteht, wird allerdings noch eine schwierige nichtlineare Differentialgleichung zweiter Ordnung. Zum Glück kann man sie durch Verwendung einer abgebrochenen Reihenentwicklung in eine lineare überführen, die dann leicht integrierbar ist, und es läßt sich zeigen, daß der dadurch hervorgerufene relative Fehler selbst im Integral nicht größer als 10^{-22}, also gänzlich ohne Bedeutung bleibt.

Die Integrationskonstanten sind auf folgende Weise festgelegt: Außerhalb der unendlichen Metallschicht, die insgesamt ungeladen ist, muß konstantes Potential herrschen, und dieser konstante Wert muß jeweils an der Grenzfläche der Schicht mit stetiger Tangente in den Potentialverlauf im Metallinnern übergehen, weil die Oberflächen keine Flächenladungen tragen. Es muß also auf der Ober- und Unterfläche der Schicht $\frac{d\psi}{dz} = 0$ sein.

Als Ergebnis der Integration erhält man für die Potentialverteilung in der Metallschicht einen Ausdruck vom Charakter

$$\psi(z) = \text{const} + Bz + \delta .$$

Neben der in jedem Potential wählbaren Konstanten enthält ψ also einmal das lineare Glied Bz. Dazu tritt ferner in δ eine komplizierte, von z und einer Materialkonstanten abhängige Funktion, die hier nicht angeschrieben zu werden braucht, die nur den Zweck hat, den linearen Potentialanstieg an den Grenzflächen der Schicht so umzubiegen, daß die vorgeschriebenen Randbedingungen — Übergang des Potentials mit stetiger Tangente in die konstanten äußeren ψ-Werte — erfüllt werden. Die Neigungskonstante der Funktion Bz ist $B = \frac{\mu g}{\varepsilon}$ $= 0{,}56 \cdot 10^{-10}$ V/m, also unabhängig von Metallart und Schichtdicke stets dieselbe. Dagegen übersteigt der Betrag von δ bei allen Metallen nie die Größenordnung 10^{-23}. Das Potential wird also praktisch durch eine gerade Linie dargestellt (Abb. 1). Die Abrundungen an den Grenzflächen sind so gering, daß sie maßstäblich gar nicht zu zeichnen sind. Man hat in jedem Metall ganz unabhängig von der speziellen Sorte in vertikaler Richtung einen linearen Potentialanstieg von $0{,}56 \cdot 10^{-10}$ V/m. Spezielle Metalleigenschaften stecken nur in dem unmerklich kleinen Glied δ.

Geht man nun mit diesem ψ in den Ansatz für n ein, so erhält man für die Teilchendichte der überschüssigen Elektronen einen Ausdruck der Form

$$n(z) = -a\,\mathfrak{Sin}\,b\left(z - \frac{H}{2}\right),$$

also eine um $z = \frac{H}{2}$ symmetrische Verteilung, in der oberen Hälfte der Schicht Mangel, in der unteren Überschuß an Leitungselektronen/cm³. Die Zahlen a und b enthalten universelle und Stoffkonstanten. Nehmen wir eine Kupferschicht von 1 m Dicke als Beispiel an, so berechnet man für die Unterfläche

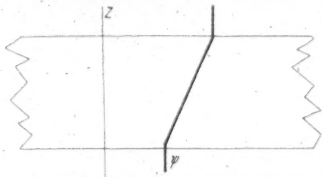


Abb. 1. Potentialverlauf

$n(0) = 55{,}8/\text{cm}^3$, also eine erstaunlich große Dichte. So viele überschüssige Elektronen sind aber in Wirklichkeit nirgends vorhanden. Die Größen der Konstanten a und b bewirken nämlich, daß die Dichtekurve nur in allernächster Nähe der Oberflächen wesentlich von Null verschiedene Werte annimmt (Abb. 2). Die Anzahl der in einer Säule von 1 cm² Querschnitt wirklich herabgesunkenen Elektronen ermittelt man aus der Dichte n durch $N = \int_0^{H/2} n\, dz$. Man findet für das Beispiel $N = 3 \cdot 10^{-7}$ überschüssige Elektronen/cm², also eine Anreicherung

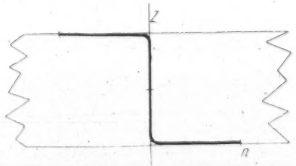


Abb. 2. Elektronendichte

von nur einem minimalen Bruchteil eines einzigen Elektrons/cm², an dessen Messung gar nicht zu denken ist.

Dieses für ein spezielles Beispiel entworfene Bild gilt aber im wesentlichen ganz allgemein. Andere Metallsorten würden die Zahlen, nicht jedoch die Größenordnung der Dichtewerte n ändern. Die Gesamtzahl N der angereicherten Elektronen/cm² erweist sich sogar als überhaupt unabhängig von der Metallart und ebenso von der Schichtdicke H, sofern sie wesentlich größer als 10^{-8} cm, also größer als einige Atomdurchmesser angenommen wird. — Die Senkung des Elektronengases im Schwerefeld läßt sich also an Hand der Kurve $n(z)$ allgemein so beschreiben: Wesentlich anders als ein gewöhnliches Gas sinkt hier die gesamte Wolke der Leitungselektronen fast wie ein starres Gebilde ein ganz klein wenig gegen das Kerngerüst herab. Im Metallinnern bleibt dabei die Elektronenzahl durch die Zahl der Atomreste kompensiert, das Ganze also neutral. In einer dünnen Schicht an der oberen Außenfläche tritt Verarmung an Elektronen, also eine geringe positive Aufladung ein. Eine entsprechende, gleich große Anreicherung von $3 \cdot 10^{-7}$ Elektronen/cm² und damit negative Aufladung entsteht an der Unterfläche des Metalls. Die Schicht, in der diese Anreicherung im wesentlichen stattfindet, ist nicht dicker als etwa 10^{-8} cm, also nur von der Größenordnung der Atomdurchmesser. Das Ganze sieht also annähernd aus wie ein aufgeladener Plattenkondensator, und jetzt erscheint es selbstverständlich, daß der Potentialverlauf im Innern im wesentlichen linear ausfällt.

Man kann schließlich fragen, was sich an diesem Bild ändert, wenn man anstatt an eine horizontal unbegrenzte Metallschicht an ein Gebilde denkt, das im wesentlichen nur in vertikaler Richtung Ausdehnung besitzt, also etwa an einen aufrechtstehenden Metallstab oder Draht. Genauen Aufschluß lieferte natürlich nur die strenge Durchrechnung des räumlichen Randwertproblems. Man kann sich aber leicht auch ohnedem folgende qualitativen Auskünfte verschaffen: Aus Energiegründen ist auch in Stäben bei gleicher Höhe H annähernd dieselbe Potentialdifferenz wie in der unendlichen Schicht zu erwarten. Dann zeigt aber einfache Elektrostatik, daß im Stab viel größere Elektrizitätsmengen absinken müssen, um diese Potentialdifferenz zustande zu bringen. Die obige Gesamtzahl N dürfte sich hier um mehrere Zehnerpotenzen vergrößern. Sie wird allerdings auch dann noch nicht ausreichen, um unmittelbarer Messung zugänglich zu sein.

Zusammenfassung

Die Schichtung, der die Leitungselektronen eines Metalls infolge ihres Gewichts unterworfen sind, wurde untersucht für eine in horizontaler Richtung unbegrenzte Metallschicht endlicher Dicke. Hilfsmittel sind die Poissonsche Differentialgleichung und das Verteilungsgesetz der Fermistatistik. Es ergibt sich in jedem Metall sehr angenähert ein linearer Potentialanstieg von $0{,}56 \cdot 10^{-10}$ V/m. Er wird verursacht durch eine sehr geringe Anreicherung von Elektronen innerhalb einer 10^{-8} cm dicken Schicht an der Unterfläche des Metalls, der — symmetrisch — eine gleich große Verarmung an der Oberfläche gegenübersteht. Im Metallinnern bleibt alles neutral. — Qualitative Aussagen über die Schichtung in einem vertikal stehenden Metallstab.

(Eingegangen am 12. September 1940)

Eine bisher nicht verwendete Methode zur Messung der Energieverteilung von Sekundärelektronen

Von R. Kollath, Berlin-Reinickendorf

(Aus dem Forschungs-Institut der AEG.)

Mit 10 Abbildungen im Text

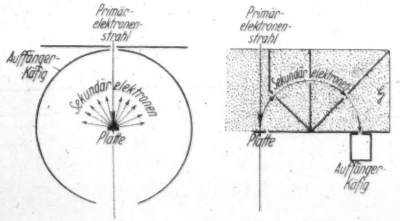
Inhalt. Prinzip der Methode. — Beschreibung der benutzten Versuchsanordnung. — Einige vorläufige Meßergebnisse.

Die Energieverteilung der Sekundärelektronen ist schon mehrfach experimentell untersucht worden. Wenn auch die Resultate im einzelnen noch ziemlich stark voneinander abweichen, so wurden doch zwei Grundtatsachen im wesentlichen gesichert:

a) Die Energieverteilung durchläuft ein Maximum bei verhältnismäßig kleinen Energien (2 bis 10 V).

b) Die Energieverteilung ist von der Energie der Primärelektronen innerhalb der Fehlergrenzen unabhängig.

Über die Materialabhängigkeit der Energieverteilung ist dagegen die Kenntnis im ganzen noch recht lückenhaft, z. T. widersprechen sich auch die Ergebnisse verschiedener Autoren[1]). Ein wesentliches Ziel der vorliegenden Arbeit war daher der unmittelbare Vergleich der Energieverteilungen von Sekundärelektronen aus verschiedenen Materialien.



a) Gegenfeld b) Transversales Magnetfeld

Abb. 1. Die beiden bisher verwendeten Methoden zur Messung der Energieverteilung von Sekundärelektronen

In den bisherigen Arbeiten über die Energieverteilung der Sekundärelektronen wurden ausschließlich zwei Methoden zur Messung verwendet, deren Prinzip aus der schematischen Abb. 1 zu ersehen ist: Bei der „Gegenspannungsmethode" (Abb. 1a) wird der Auffängerkäfig gegen die Platte auf steigendes negatives Potential („Gegenspannung") aufgeladen und gleichzeitig die zu ihm hingelangende Sekundärelektronenmenge gemessen. Die Differentiation der so erhaltenen „Gegenspannungskurve" ergibt die Energieverteilung. Bei der „Methode des transversalen Magnetfeldes" (Abb. 1b) werden die aus der Platte austretenden Sekundärelektronen in einem senkrecht zur Zeichenebene stehenden Magnetfeld (punktierte Fläche in Abb. 1b) zu einem Geschwindigkeitsspektrum auseinandergezogen, von dem jeweils nur eine bestimmte, zur Feldstärke des Magnetfeldes passende Geschwindigkeit auf der durch Blenden definierten Kreisbahn in den Auffängerkäfig gelangt. Die Messung des Sekundärelektronenstroms zum Auffängerkäfig als Funktion der Magnetfeldstärke liefert die „magnetische Verteilungskurve", aus der durch Umrechnung die Geschwindigkeits- bzw. die Energieverteilungskurve gewonnen werden kann[2]).

In der vorliegenden Arbeit wurde zur Untersuchung der Energieverteilung die „Methode des longitudinalen Magnetfeldes" benutzt, die für den vorliegenden Zweck in mancher Beziehung vorteilhafter als die vorgenannten ist, abgesehen davon, daß ein Vergleich von nach verschiedenen Methoden gewonnenen Resultaten wünschenswert erscheint. Das Prinzip dieser Methode ist folgendes: Werden Elektronenstrahlen in ein homogenes Magnetfeld etwas geneigt zur Richtung der magnetischen Kraftlinien hineingeschossen, so winden sie sich in Schraubenlinien um die Kraftlinien herum. Wie Busch[3]) zuerst erkannt hat, sammeln sich bei diesem Vorgang alle Elektronen, die mit gleicher Geschwindigkeit von einem Punkt ausgehen, nach einer bestimmten Strecke wieder in einem Punkt, wie es das Modell in Abb. 2 zeigt. Elektronen mit kleinerer Geschwindigkeit würden sich in diesem Modell bereits an einer früheren Stelle der Achse sammeln, Elektronen von größerer Geschwindigkeit erst weiter hinten auf der Achse. Stellt man im Sammelpunkt rechts senkrecht zur Achse eine Lochblende auf, so gehen durch diese Blende nur Elektronen einer bestimmten Geschwindigkeit hindurch, besonders wenn durch zwischenein angebrachte Blenden nur ein bestimmter Winkelbereich für die von links nach rechts laufenden Elektronen zugelassen wird. Durch Änderung der Stärke des magnetischen Feldes $\mathfrak{H}$ erhält man

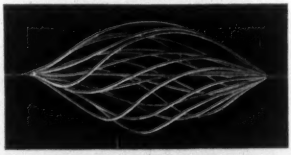


Abb. 2. Elektronenbahnen im longitudinalen Magnetfeld. (Die Kraftlinien laufen in Richtung der Achse)

[1]) Vgl. hierzu den zusammenfassenden Bericht von R. Kollath, Phys. ZS. **38** (1937), 202. Bezüglich der Energieverteilung hat sich, abgesehen von einigen neueren Messungen an zusammengesetzten Schichten, an dem Stand der Kenntnis gegen diesen Bericht nichts Wesentliches geändert.

[2]) Vgl. hierzu R. Kollath, Ann. d. Phys. **27** (1936), 721.

[3]) H. Busch, Arch. f. Elektrot. **18** (1927), 583.

nacheinander die verschiedenen Elektronengeschwindigkeiten im Auffängerkäfig. Die Auftragung des Elektronenstroms zum Auffängerkäfig als Funktion der Magnetfeldstärke liefert die „magnetische Verteilungskurve", aus der — durch analoge Umrechnung wie bei der Methode des transversalen Magnetfeldes — die Geschwindigkeits- bzw. die Energieverteilungskurve gewonnen wird.

Diese Methode des longitudinalen Magnetfeldes wurde bereits öfter zur Geschwindigkeitsanalyse vorgeschlagen, aber bisher nur von Klemperer[4]) im Gebiet der β-Strahlen zu Energieverteilungsmessungen verwendet. Longitudinale Magnetfelder sind ferner zu anderen Zwecken schon öfter benutzt worden, so z. B. von Wolf[5]) zur e/m-Bestimmung und im Bereich langsamer Elektronen von Rusch[6]) und von Gaertner[7]) zur Herstellung monochromatischer Elektronenstrahlen für Wirkungsquerschnittmessungen.

Die Anordnung mußte naturgemäß für die Untersuchung der Energieverteilung von Sekundärelektronen umgearbeitet werden. Zunächst wurde eine größere Zahl von Blenden angebracht (Abb. 3), um

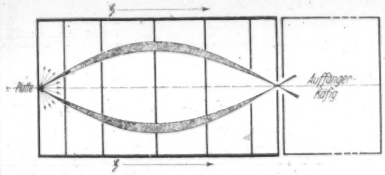


Abb. 3. Elektronenbahn in der Longitudinalfeldanordnung (schematisch). (Abb. 3 ist zylindersymmetrisch zur Achse × · · · × zu denken!)

die nicht zum Strahl gehörenden Elektronen zurückzuhalten (von anderen Autoren wurde bisher nur eine kreisförmige Mittelblende verwendet, um die Achsenstrahlen wegzunehmen). Um die Sekundärelektronen in der Mitte der Platte in Abb. 3 entstehen zu lassen, wurde ferner eine Primärelektronenkanone in die sowieso unbenutzte Mitte der Anordnung eingebaut. Sie besteht aus einem Glühdraht *Gl* auf negativem Potential von einigen hundert Volt und einer Anzahl enger Blenden, die den Primärstrahl definieren (Abb. 4). Entsprechend dem Hauptzweck der Arbeit — Vergleich der Energieverteilung von Sekundärelektronen aus verschiedenen Materialien — wurde die sekundärstrahlende Platte nicht aus einem Stück gemacht, sondern in der Mitte mit einer Öffnung versehen. In diese Öffnung konnte von außen her ein isolierter Stempel eingesetzt werden, dessen Grundfläche die eigentlich sekundäremittierende Fläche bildet (Abb. 5). Eine Konusführung sichert die genaue Lage dieses Stempels. Durch einen Mechanismus kann der Stempel nach oben herausgezogen und nach Drehung durch einen Stempel aus anderem Material (im ganzen waren vier Stempel vorhanden) ersetzt werden. Da

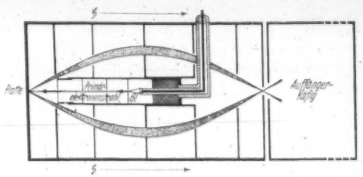


Abb. 4. Longitudinalanordnung mit eingebauter Primärelektronenquelle (Glühdraht *Gl*)

der Raum vor der sekundärstrahlenden Platte unbedingt feldfrei gehalten werden muß, wird das relative Kontaktpotential der Platte gegen das Material der Apparatur direkt aus Gegenspannungskurven mit Hilfe einer kleinen Elektronenkanone bestimmt[8]) und durch Anlegen einer entgegengesetzten Spannung bei der Energieverteilungsmessung kompensiert. Die Isolierung des Stempels gestattet

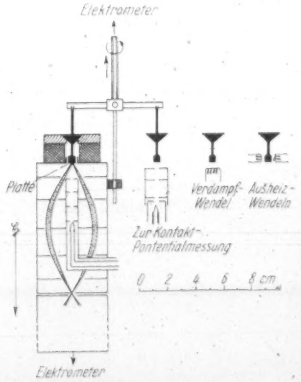


Abb. 5. Longitudinalanordnung mit auswechselbaren Sekundärstrahlerplatten

daneben die Messung des auftreffenden Primärelektronenstroms und damit die Messung des Ausbeutefaktors (Anzahl der von einem Primärelektron ausgelösten Sekundärelektronen). Schließlich konnten die Stempel durch Elektronenbeschuß ausgeglüht bzw. mit verdampfbaren Substanzen bedampft werden („Ausheizwendeln" bzw. „Verdampfungswendel" in Abb. 5). Die gesamte Anordnung war

[4]) O. Klemperer, Philos. Mag. **20** (1935), 545.
[5]) F. Wolf, Ann. d. Phys. **83** (1927), 849.
[6]) M. Rusch, Ann. d. Phys. **80** (1926), 707.
[7]) H. Gaertner, Ann. d. Phys. **8** (1931), 134.
[8]) Ähnlich wie bei G. Mönch, ZS. f. Phys. **47** (1928), 522.

auf einem Hartglasquetschfuß aufgebaut und wurde vor dem Versuch längere Zeit im Ofen ausgeheizt.

Unter den vorteilhaften Eigenschaften der Methode seien hier einerseits genannt die günstigen Intensitätsbedingungen, die durch Ausnutzung der Ringzone an Stelle einer Lochblende sich ergeben, wodurch mögliche Schwierigkeiten durch störende Raumladungen vor der sekundärstrahlenden Platte wegfallen und andererseits die Unabhängigkeit der Lage des Auftreffpunktes der Primärelektronen von der Stärke des analysierenden Magnetfeldes, weil die Primärelektronen in Feldrichtung laufen.

Bevor man bei Verwendung einer solchen neuen Methode die Ergebnisse als gesichert betrachten kann, muß natürlich eine größere Anzahl von Kontrollversuchen durchgeführt werden, deren eingehendere Diskussion einer späteren Veröffentlichung vorbehalten bleibt. Hier sei nur ein Beweis für das einwandfreie Arbeiten der Anordnung angeführt.

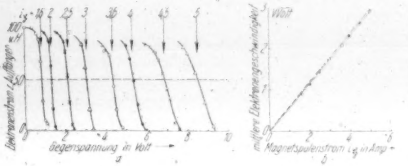


Abb. 6. Vergleich der gemessenen Elektronengeschwindigkeit (Gegenspannungskurve) mit der aus der Magnetfeldstärke berechneten (– – –).

Die bei bestimmten Magnetfeldstärken i_S aufgenommenen Gegenspannungskurven am Auffängerkäfig zeigen, daß tatsächlich für jede Magnetfeldstärke nur ein bestimmter enger Elektronenenergiebereich von der Apparatur durchgelassen wird (Abb. 6a). Trägt man die aus der Mitte des Kurvenabfalls entnommenen Elektronengeschwindigkeiten in $\sqrt{\text{Volt}}$ über dem Magnetspulenstrom auf, so ergibt sich, wie es sein muß, Proportionalität (Abb. 6b) und ferner gute Übereinstimmung mit der aus Magnetfeldstärke und Apparaturdimensionen errechneten Beziehung (– – –).

Als Anwendungsbeispiele der Longitudinalfeldmethode werden Resultate an Tantal, Molybdän und Beryllium mitgeteilt. In Abb. 7 ist die „magnetische Verteilungskurve" der Sekundärelektronen aus Tantal wiedergegeben, also diejenige Kurve, die sich unmittelbar bei der Messung des Elektronenstroms zum Auffängerkäfig als Funktion der das Magnetfeld erzeugenden Spulenstromstärke ergibt. Die Verteilungskurve von Tantal zeigt nach Ausheizen des Tantals bei 400°C (o—o) einen völlig glatten Verlauf mit einem Maximum und ändert sich nach Ausglühen des Tantals bei heller Rotglut (×—×) nicht wesentlich, abgesehen von einer geringen Erhöhung der Werte bei größeren Magnetfeldern.

Merklich anders verhält sich bereits das Molybdän (Abb. 8). Auch hier wird in ausgeheiztem Zustand ein glatter Kurvenverlauf gefunden, der dem bei Tantal sehr ähnlich ist. Wird aber das Molybdän bei heller Rotglut ausgeglüht, so hebt sich bei etwa 6 A Spulenstromstärke ein zweites Maximum im Kurvenverlauf deutlich heraus. Läßt man nach

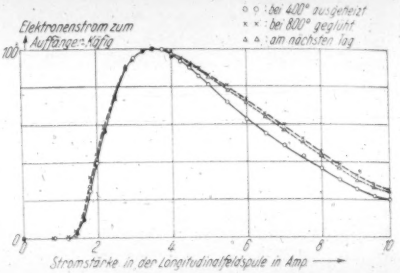


Abb. 7. Magnetische Verteilungskurve der Sekundärelektronen aus **Tantal**.

dieser Behandlung die Molybdänplatte längere Zeit stehen (etwa eine Woche), so bildet sich dieser Vorgang langsam wieder zurück. Eine ganz entsprechende Feststellung hat bereits Haworth[9]) gemacht, der nach der Methode des transversalen Magnetfeldes die Energieverteilung der Sekundärelektronen aus Molybdän genauer untersucht hat.

In den beiden eben betrachteten Fällen konnten wir die direkt gemessenen magnetischen Verteilungs-

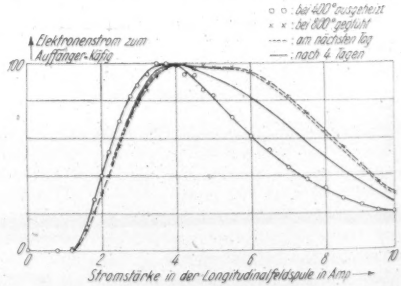


Abb. 8. Magnetische Verteilungskurve der Sekundärelektronen aus **Molybdän**.

kurven vor und nach dem Glühen der betreffenden Metalle ohne weiteres miteinander vergleichen, indem wir sie willkürlich auf gleiche Maximalhöhe brachten; denn beim Ausglühen ändert sich die Zahl der aus der Schicht heraustretenden Sekundärelektronen nur unwesentlich (sie wird wegen Entfernung der Gasschicht von der Metalloberfläche im allgemeinen etwas kleiner). Wesentlich anders liegt aber die Sache bei einer auf eine Unterlage aufgedampften Berylliumschicht. Diese sendet unmittelbar nach

[9]) L. J. Haworth, Phys. Rev. **48** (1935), 88.

dem Aufdampfen nur etwa 1 Sekundärelektron pro Primärelektron aus; glüht man aber eine solche Schicht, so steigt dieser Ausbeutefaktor auf den 5fachen Wert[10]). Nach dem Glühen treten also (bei gleicher auftreffender Primärelektronenzahl) eine große Anzahl von Sekundärelektronen zusätzlich aus der Schicht heraus. Eine naheliegende Frage ist nun die, welche Energie diese nach dem Glühen zusätzlich austretenden Sekundärelektronen besitzen, ob sie sich gleichmäßig über den gesamten Energiebereich verteilen oder ob sie hauptsächlich einer bestimmten Energie zugehören. Zur Beantwortung dieser Frage müssen wir die magnetische Verteilungskurve in eine Geschwindigkeits- oder Energieverteilungskurve umrechnen, weil bei der „magnetischen" Verteilungskurve" kein einfacher Zusammenhang zwischen

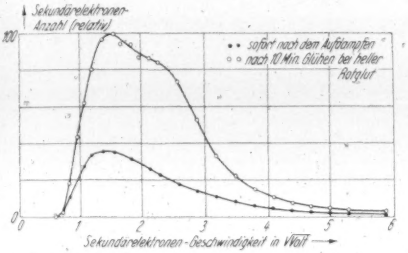


Abb. 9. Geschwindigkeitsverteilungskurve der Sekundärelektronen aus einer aufgedampften **Beryllium**schicht (für gleiche eingestrahlte Primärelektronenmenge)

Kurvenhöhe und Sekundärelektronenanzahl besteht. Die Geschwindigkeitsverteilung der Sekundärelektronen aus einer Beryllium-Aufdampfschicht vor und nach der Glühbehandlung ist in Abb. 9 wiedergegeben, wobei jetzt die Ordinatenhöhe ein direktes Maß für die Sekundärelektronenzahl eines schmalen Geschwindigkeitsbereichs Δv ist (die Gesamtfläche zwischen Kurve und Abszissenachse entspricht der Gesamtzahl der Sekundärelektronen bei gleicher auftreffender Primärelektronenmenge). Die nach dem Glühen der Schicht zusätzlich herauskommenden Sekundärelektronen verteilen sich, wie Abb. 9 ergibt, in ihren Geschwindigkeiten über die ganze Breite der Verteilungskurve, bemerkenswert ist nur eine gewisse Bevorzugung von Elektronen von etwa 6 V (zweites Maximum bei etwa 2,5 $\sqrt{V}$). Zur Untersuchung der Frage, ob dieses zweite Maximum grundsätzlich mit dem Auslösungsvorgang der Sekundärelektronen zusammenhängt und in welcher Weise, sollte man wohl noch ein etwas umfangreicheres experimentelles Material abwarten.

In Abb. 10 sind schließlich noch die Energieverteilungskurven von Tantal, Molybdän und Beryllium (alle drei im geglühten Zustande) aus den magnetischen Verteilungskurven umgerechnet und in einem solchen Maßstab zusammengestellt worden, daß die Flächen unter allen drei Kurven gleich groß sind. Diese Kurven beantworten also die Frage: Wie verteilt sich die gleiche Gesamtmenge von Sekundärelektronen aus Tantal, Molybdän und Berylliumschichten auf die verschiedenen Energien? Bei dieser Darstellung treten die vorher gezeigten Abweichungen vom glatten Kurvenverlauf beim Molybdän und beim Beryllium stark zurück; beim Beryllium ist das zweite Maximum der magnetischen Verteilungskurve bei 6 V noch deutlich erkennbar, während das Maximum bei 11 V für Molybdän sich nur noch an einer schwachen Abweichung vom glatten Kurvenabfall nach höheren Energien hin

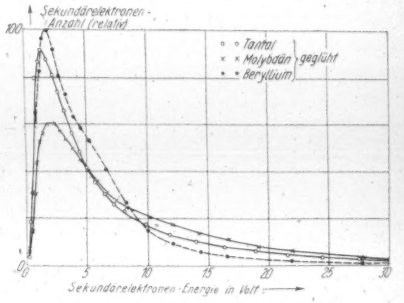


Abb. 10. Vergleich der Energieverteilung der Sekundärelektronen aus Ta, Mo, Be (bei gleicher Gesamtanzahl der Sekundärelektronen)

bemerkbar macht. Die Energieverteilungsmaxima liegen bei diesen drei Metallen zwischen 1 und 2 V.

Als Ergebnis der Arbeit kann man schon nach diesen ersten Messungen feststellen, daß die Energieverteilung der Sekundärelektronen merklich vom Material des Sekundärstrahlers abhängt, so daß es lohnend erscheint, diesen Fragen experimentell noch etwas genauer nachzugehen.

Zusammenfassung

Nach kurzer Zusammenstellung der wichtigsten Ergebnisse der bisherigen Sekundärelektronen-Energieverteilungsmessungen und der zu diesen Messungen verwendeten Methoden wird das Prinzip der Methode des longitudinalen Magnetfeldes erläutert, die für den vorliegenden Zweck gewisse Vorzüge gegenüber anderen Methoden besitzt. Es wird dann die verwendete Apparatur in den wichtigsten Punkten beschrieben und ihr einwandfreies Arbeiten durch das Ergebnis von Kontrollversuchen belegt. Schließlich werden einige nach dieser Methode gewonnene Sekundärelektronen-Energieverteilungskurven und ihre Änderungen bei Glühbehandlung der untersuchten Materialien (Ta, Mo, Be) besprochen.

(Eingegangen am 27. September 1940)

[10]) R. Kollath, Ann. d. Phys. **33** (1938), 285.

BESPRECHUNGEN

Sämtliche in diesem Heft besprochenen oder vom Verlag angezeigten Bücher sind in allen deutschen Buchhandlungen zu erhalten

R. W. Pohl, Einführung in die Elektrizitätslehre. (Format 18 × 25 cm.) VIII und 272 S. Mit 497 Abbildungen. 5. Aufl. Berlin 1940. Julius Springer. Geb. RM 13.80.

Die prägnante und anschauliche Darstellungsweise des Verfassers ist bekannt. Eine ausführlichere Besprechung erübrigt sich durch den Hinweis auf die der vorhergehenden Auflage, zumal der Verfasser in seinem sehr kurzen Vorwort selbst sagt: „Es sind mancherlei Einzelheiten verbessert und einige Ergänzungen eingefügt worden. Sonst ist die Anlage des Buches ungeändert geblieben."

Insbesondere wurde das Gebiet der elektrischen Halbleiter durch einige neue Erfahrungen ergänzt. Sonst sind kleine, doch sorgsam überdachte Änderungen zu finden. Z. B. ist die Fig. 431 der Wilson-Kammer gemäß einer kürzlich aus dem Göttinger Institut erschienenen Veröffentlichung vervollständigt worden. Auf Seite 61 findet sich eine Angabe der Umrechnung der Dipolmomente in das im Dipolschrifttum allgemein übliche CGS-System. Eine kleine Tabelle der wichtigsten Konstanten am Ende des Buches erfreut den Leser und sehr willkommen ist die auf S. 262/263 gegebene Umrechnungstafel der Einheiten. Es ist hervorzuheben, daß trotz dieser nur geringfügigen Änderungen das Buch vollkommen modern bleibt. Es wird seinen Platz an erster Stelle als Einführung in die Elektrizitätslehre weiterhin behalten.

Ein kleiner Wunsch möge hier gestattet sein. Vielleicht könnten in einer späteren Auflage einige Worte über pH-Messungen bzw. Polarographie eingefügt werden. F. Horst Müller

W. D. Treadwell, Tabellen und Vorschriften zur quantitativen Analyse. Gravimetrie, Elektroanalyse, Probierkunde der Edelmetalle und Gasanalyse. Gr.-8°. XI u. 283 Seiten mit 126 Abbildungen. Leipzig und Wien 1938. Fr. Deuticke. Halblederbd. RM 12.—.

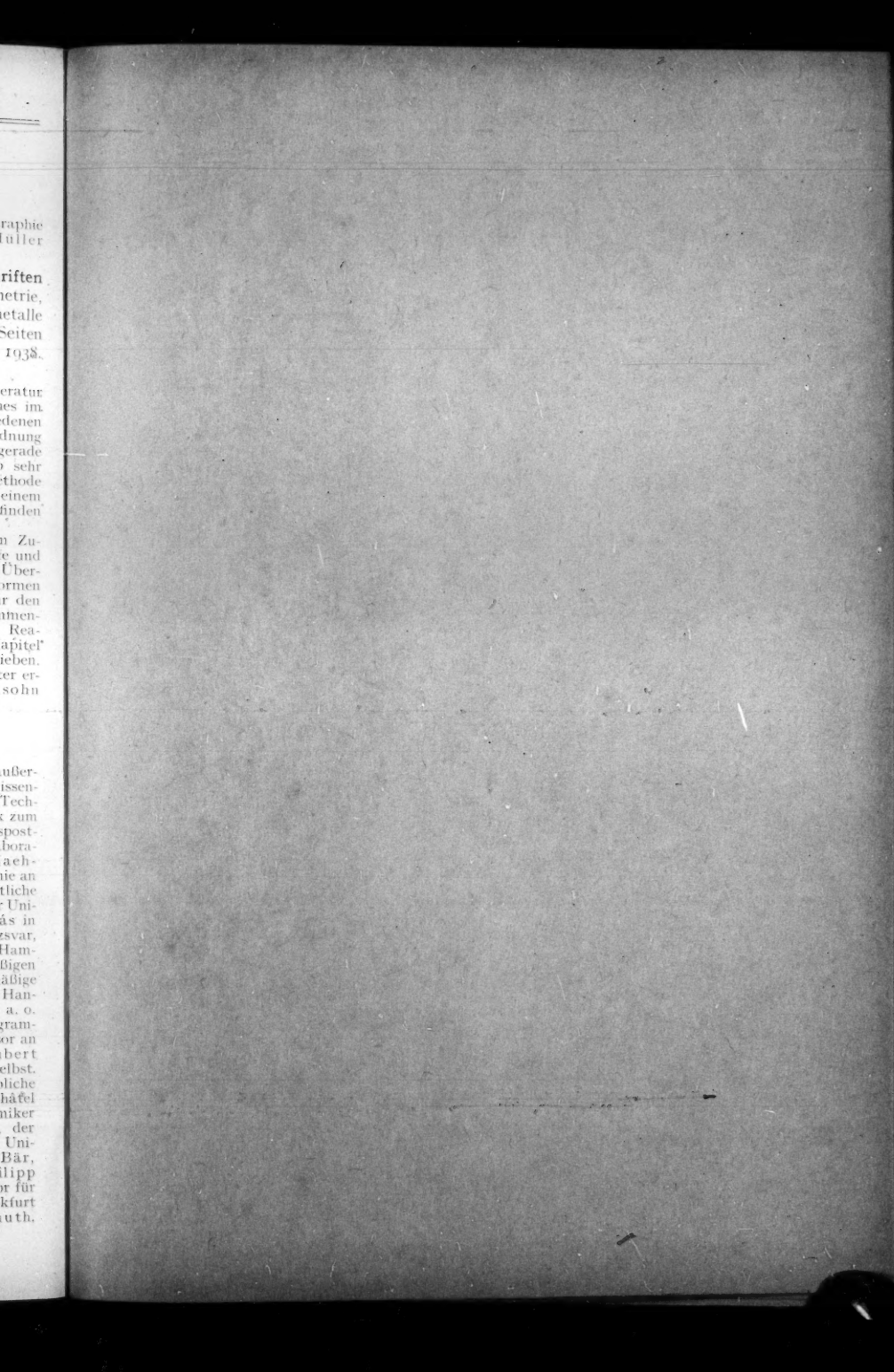
Es fehlte bisher in der einschlägigen Literatur ein Buch über quantitative Analyse, welches im Gegensatz zum Vorhandenen die verschiedenen Verfahren in einer tabellenartigen Anordnung bringt. Übersichtliche Zusammenstellung gerade auf dem vorliegenden Gebiete ist deshalb sehr wichtig, weil dann Unterschiede bei einer Methode viel deutlicher zutage treten, als wenn sie in einem Buch an verschiedenen Stellen verstreut zu finden sind.

Ein einleitendes Kapitel unterrichtet im Zusammenhang über die allgemeinen Handgriffe und methodische Durchführung. Es folgen dann Übersichten über Fällungs- und Bestimmungsformen der wichtigsten Kationen und Anionen. Für den Chemiker von Interesse ist vor allem die Zusammenstellung der Methoden, welche organische Reagentien verwenden. Sehr klar sind auch die Kapitel über Elektroanalyse und Gasanalyse geschrieben. Ein sorgfältig zusammengestelltes Sachregister erhöht den Wert des Buches. Carlsohn

NACHRICHTEN

Dozenturen: An der Technischen Hochschule Berlin Dr. Edgar Kutzscher für Strahlenphysik, an der Universität Göttingen Dr. Walter John für Chemie, an der Technischen Hochschule München Dr. Rudolf Lucke für chemische Technologie, an der Technischen Hochschule München Dr. Hermann Lux für anorganische allgemeine und analytische Chemie und Dr. Curt Enders für reine und angewandte Biochemie, insbesondere Chemie und chemische Technologie der Gärungsgewerbe, an der Montanistischen Hochschule Leoben Dr. Nikolai Bomowsky für Mathematik, an der Universität Wien Frau Dr. Hertha Wambacher für Physik, an der Technischen Hochschule Stuttgart Dr. Irmin Schneider für Chemie, an der Deutschen Karls-Universität in Prag Dr. Hans Waldmann für Chemie, an der Deutschen Technischen Hochschule Brünn Dr. Josef Obrist für Physik, Dr. Otto Ondra für Photographie und Dipl.-Ing. Johann von Bobretzky für Reproduktionstechnik, an der Universität Innsbruck Dr. Erika Cremer für physikalische Chemie, an der Technischen Hochschule Berlin Dr. Otto Zinke für Hochfrequenztechnik.

Ernannt: Der Dozent für Chemie an der Universität Tübingen Dr. Walter Theilacker zum außerplanmäßigen Professor ebenda, der Observator an der Sternwarte München Dr. Bruno Thüring zum ord. Professor für Astronomie an der Universität Wien, der Privatdozent für anorganische und analytische Chemie an der Technischen Hochschule Wien Dr. Alfred Brukl zum außerplanmäßigen Professor ebendaselbst, der wissenschaftliche Angestellte bei der Chemisch-Technischen Reichsanstalt in Berlin Dr. K. Frick zum Regierungsrat, der Oberpostrat im Reichspostzentralamt und Leiter des Chemischen Laboratoriums der Reichspost in Berlin Dr. Otto Haehnel zum a. o. Professor für angewandte Chemie an der Technischen Hochschule Berlin, der öffentliche a. o. Professor der theoretischen Physik an der Universität Szeged (Ungarn) Dr. Paul Gombás in gleicher Eigenschaft an der Universität Kolozsvar, der Dozent an der Hansischen Universität Hamburg Dr. Johann Frers zum außerplanmäßigen Professor für Chemie daselbst, der außerplanmäßige Professor an der Technischen Hochschule Hannover Dr. Richard Finsterwalder zum a. o. Professor für Vermessungswesen und Photogrammetrie daselbst, der außerplanmäßige Professor an der Technischen Hochschule Breslau Dr. Hubert Cremer zum ord. Professor für Mathematik daselbst.

Gestorben: Der a. o. Professor für gewerbliche Chemie an der Universität von Neuchâtel Dr. Marcel de Montmollin, der Chemiker Dr. Ferdinand Fresenius in Kronberg, der Privatdozent für theoretische Physik an der Universität Zürich Tit.-Professor Dr. Richard Bär, der Astronom und Mondforscher Prof. Philipp Fauth in München, der frühere ord. Professor für Experimentalphysik an der Universität Frankfurt a. M. Geh. Regierungsrat Dr. Richard Wachsmuth.

4446 L.